修士学位論文

8-GeV 電子ビームによるタングステン単結晶からの陽電子生成の研究

東京都立大学大学院　理学研究科　物理学専攻
高エネルギー実験研究室　修士課程２年

笹原和俊

学修番号　0083306

平成 14 年 1 月 10 日

概 要

21世紀の素粒子物理学においては、標準模型の精密検証、さらには標準模型を超える物理を目指すことが目標となる。そのためには、現在よりもさらに高エネルギーかつ高強度の加速器が必要になる。特に、精密検証のための加速器であるBファクトリー加速器や次世代リニアコライダーには高強度のビームが必要となり、中でも陽電子ビームの場合、非晶質の重金属標的に電子ビームを照射する方法によって二次的にしかつくり出せないので、高強度を得ることが難しく、これからの電子・陽電子衝突型加速器にとって、陽電子源の高強度化は最重要課題の1つである。この課題に対して、陽電子収束系のアクセプタンスの向上を図り、入射電子ビームのエネルギーや強度を上げる試みがなされているが、標的の熱負荷などの問題から、既存の方法の延長だけでは限界がある。そこで、有望な方法の1つとしてわれわれが注目しているのが、陽電子生成用標的に ”単結晶 ”を用いる方法である。今までとは発想を変えて、標的に単結晶を用いることで、強大な結晶電場を有効利用して陽電子生成率を上げようというものである。結晶の効果には、チャネリング放射やコヒーレント制動放射など大強度の光子をつくる過程や、光子からの対生成を高効率にするコヒーレント電子・陽電子対生成の過程などがある。

われわれは、加速器の陽電子源を念頭に置いて、タングステン単結晶標的からの陽電子生成について、1997年、高エネルギー加速器研究機構(KEK)田無分室の電子シンクロトロン(ES)における原理検証実験以来、系統的に実験を行なってきた。2000年9月からは、さらに高いエネルギーで実験を行なうべく実験の場をKEKに移し、続く2001年4月、9月の計3回にわたり、KEKの電子・陽電子線形加速器の8GeVの電子ビームを用いて、陽電子生成量、および、陽電子生成量の標的厚さ依存、運動量依存などの系統的測定を行なった。実験には、2.2mm, 5.3mm, 9mmの3種類のタングステン単結晶と組み合わせ型の標的を使用した。また、比較のために、3〜18mmのタングステン非晶質標的も用意した。測定の結果、タングステン単結晶標的の場合、標的の厚さが増すにつれて陽電子生成量は大きくなり、9mm厚のときに最大になった。また、陽電子生成率を見積もったところ、10〜20MeV/cの運動量において、18mmのタングステン非晶質よりも陽電子生成率が約20〜30%増大し、標的の厚さも非晶質標的に比べて薄くできることがわかった。このことから、単結晶標的を用いると陽電子生成率が大きくなるだけでなく、標的の厚さを薄くできることで生成された陽電子の多重散乱を減らし、熱負荷も軽減できる可能性があることが実験的に確かめられた。8GeV以上の高エネルギー領域においては、結晶の効果はさらに増大することが期待できる。本研究は、加速器の高強度陽電源としてのタングステン単結晶標的の実用化に向けて、重要な基礎となるものである。

目 次

図目次

表目次

第1章　序章

1.1　素粒子物理学と高エネルギー加速器

素粒子物理学（高エネルギー物理学）は、物質の究極要素の探求とそれらの要素間に働く相互作用の解明を目的とする実証に基づく学問である。20 世紀、ゲージ対称性という概念のもとに物質の極微世界の理解は画期的に進み、クォークとレプトンという物質描像が得られた。そして、自然界の 4 つ力のうち、重力を除く、電磁気力、弱い力、強い力を統一的に記述する、素粒子標準模型が理論的成功を収めた。一方、実験においては、粒子加速器が登場した 1930 年代以降、加速器を用いた高エネルギー実験は、新粒子の発見や未知の相互作用の探求に大きな役割を果たし、標準模型に実験的裏付けを与えてきた。図 1.1 の Livingston チャートは、加速器技術の発展、エネルギーフロンティアの開拓が、すなわち微小世界の知見をもたらしてきたことを表しており、素粒子物理学と高エネルギー加速器の密接な関係を示している。

1960 年代の終わり頃から 1980 年代前半にかけては、図 1.1 が示す加速器の活躍によって、さまざまな中性カレント反応の精密測定がなされて、グラショー・ワインバーグ・サラム（GWS）の SU(2) ×U(1) モデルはその正しさが証明され、電弱相互作用を記述する標準模型へと昇格した。一方、同時期、深非弾性散乱の測定、漸近的自由の発見によって、QCD（量子色力学）の SU(3) モデルが強い力の理論として標準模型の地位を得た。1980 年代後半からは、標準模型は高次効果検証を含む精密検証の時期に入り、欧州合同原子核研究機関（CERN）の LEP （Large Electron Positron Collider）では、Z ボソン生成にともなう各種反応の精密測定がなされ、他方、1994 年には、フェルミ国立加速器研究所（FNAL）の TEVATRON によって、トップクォークが標準模型の予測どおりの質量で発見された。現在までに、標準模型の正しさは、強い力の関与する一部の問題を除いては 1% の精度で確かめられており、標準模型に含まれる粒子は、Higgs 粒子以外はすべてが発見されている。素粒子標準模型は、微小世界を定量的に記述する最も正確な理論だといえる。

しかしながら、標準模型には実験的に決めなければならないパラメーターが数多くあるほか、強い力、弱い力、電磁気力が完全には統一されていない、粒子の世代数や質量スペクトルを説明できないなどの問題点が残されており、標準模型よりもさらに基本的な理論が存在すると考えられている。したがって、21 世紀の素粒子物理学においては、Higgs 粒子探索や粒子・反粒子対称性（CP）の破れの検

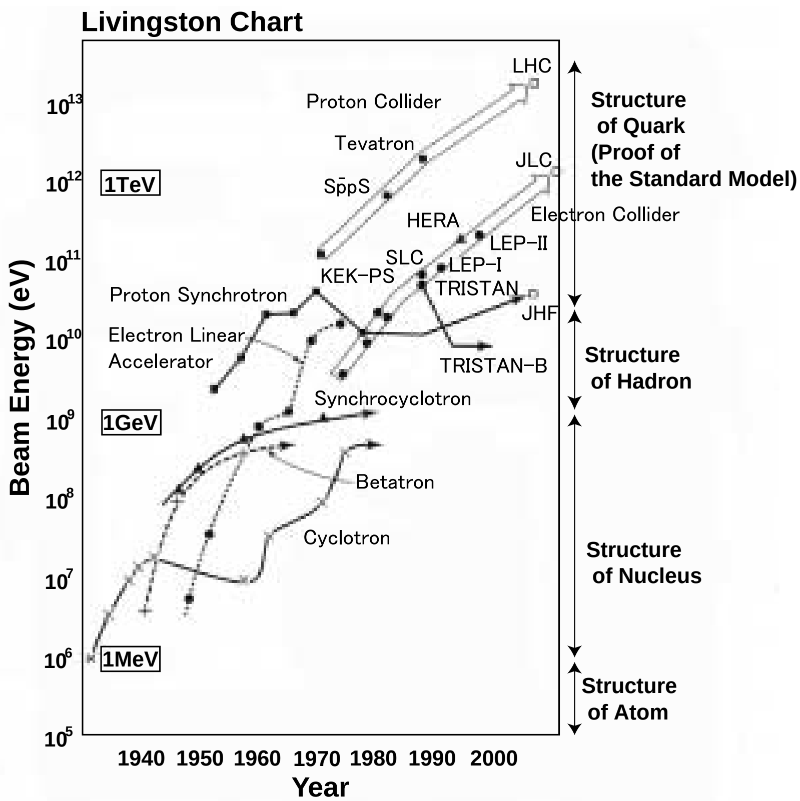


図 1.1: 加速器のビームエネルギーの年次変化。ある型の加速器が限界になると新しい加速技術が開発され、ビームエネルギーはおよそ 10 年で 1 桁上がっている。ビームエネルギーは重心系での全エネルギーで示している。（文献 [1] より）

証を含め、標準模型のさらなる検証に加え、超対称性理論が予言する一連の粒子群（SUSY 粒子）探索など、標準模型を超える物理、“*Beyond the Standard Model*” を目指すことが目標となる。

今日、その試みを可能にするための TeV 級の加速器建設に向けて、CERN では、陽子・陽子衝突型加速器、LHC（Large Hadron Collider）の建設が進んでおり、また、次世代の電子・陽電子線形衝突型加速器、リニアコライダー計画には、日本の高エネルギー加速器研究機構（KEK）を中心とする JLC（Japan Linear Collider）などの 4 つの計画があり、現在活発な R&D が行なわれている。

1.2　電子・陽電子衝突型加速器と高強度陽電子

高エネルギー実験における加速器は、ハドロン衝突型（陽子、反陽子など）とレプトン衝突型（電子、陽電子など）に大別される。後者に属する電子・陽電子衝突型加速器は、電子と陽電子の衝突そのものが素過程であり、ハドロン型の加

速器に比べて偽信号となる雑音が少ないため、標準模型のパラメーターの決定など、精密実験において威力を発揮する。代表的なものが、電弱統一理論の精密検証に大きな役割を果たした CERN の LEP-II や、CP 対称性の破れの検証を行なっている、KEK の B ファクトリー加速器（KEK-B）である。いずれも円形の電子・陽電子衝突型加速器で、特に LEP-II は、このタイプとしては世界最高の重心エネルギー 209GeV を誇る。ただし、LEP-II は 2000 年 11 月にシャットダウンされ、その跡地に重心エネルギーが 14TeV の陽子・陽子衝突型加速器、LHC が現在建設中であり、2007 年に稼動予定である。

21 世紀の高エネルギー実験において、標準模型を超える物理を目指すためにはぜひともビームのエネルギーを上げなければならないが、現在の主流である円形加速器の場合、加速された荷電粒子のシンクロトロン放射によるエネルギー損失が、ビームエネルギーを上げる際の大きな困難となっている。シンクロトロン放射による 1 周あたりのエネルギー損失 E_{loss} は、式（1.1）のように与えられる。[1]

$$E_{loss} = \frac{4\pi}{3}\frac{E^4}{(m_0c^2)^3}\frac{r_e}{R} \tag{1.1}$$

E	:	荷電粒子のエネルギー
m_0c^2	:	荷電粒子の静止質量
r_e	:	古典電子半径（～2.8×10^{-13}cm）
R	:	加速器リングの曲率半径

ビームエネルギーの増大に対してエネルギー損失はその 4 乗で大きくなり、陽子に比べてはるかに質量の小さい電子の場合、エネルギー損失は非常に深刻になる。例えば LEP-II の場合、エネルギーを 209GeV、加速器リングの曲率半径を 4.2km として計算してみると、1 個の電子が 1 周するたびに失うエネルギーは 4GeV にもなる。したがって、電子を円形加速器で TeV 領域まで加速する場合、損失を補って余りあるだけのエネルギーを供給するのは、技術的にも経済的にも現実的ではない。

そこで、次世代の電子・陽電子衝突型加速器として期待されているのが、シンクロトロン放射のない線形の衝突型加速器、リニアコライダーである。現在稼動しているリニアコライダーとしては、米国スタンフォード線形加速器センター（SLAC）の SLC（SLAC Linear Collider）があり、重心エネルギーは約 100GeV である。次世代の 300GeV～1TeV 領域のリニアコライダー計画としては、日本が中心となって進めている JLC（Japan Liner Collider; KEK）をはじめとして、NLC（Next Liner Collider; SLAC）、TESLA（TeV Superconducting Liner Accelerator; DESY）、CLIC（Compact Liner Collider; CERN）などがある。図 1.2 に、次世代リニアコライダーの陽電子生成部を示した。

高エネルギーを目指す一方で、精密検証の加速器である電子・陽電子衝突型としては、信号の統計精度を高めるために、現在よりもさらに高いルミノシティーが必要となる。ルミノシティーは単位時間、単位面積あたりに衝突させる粒子の

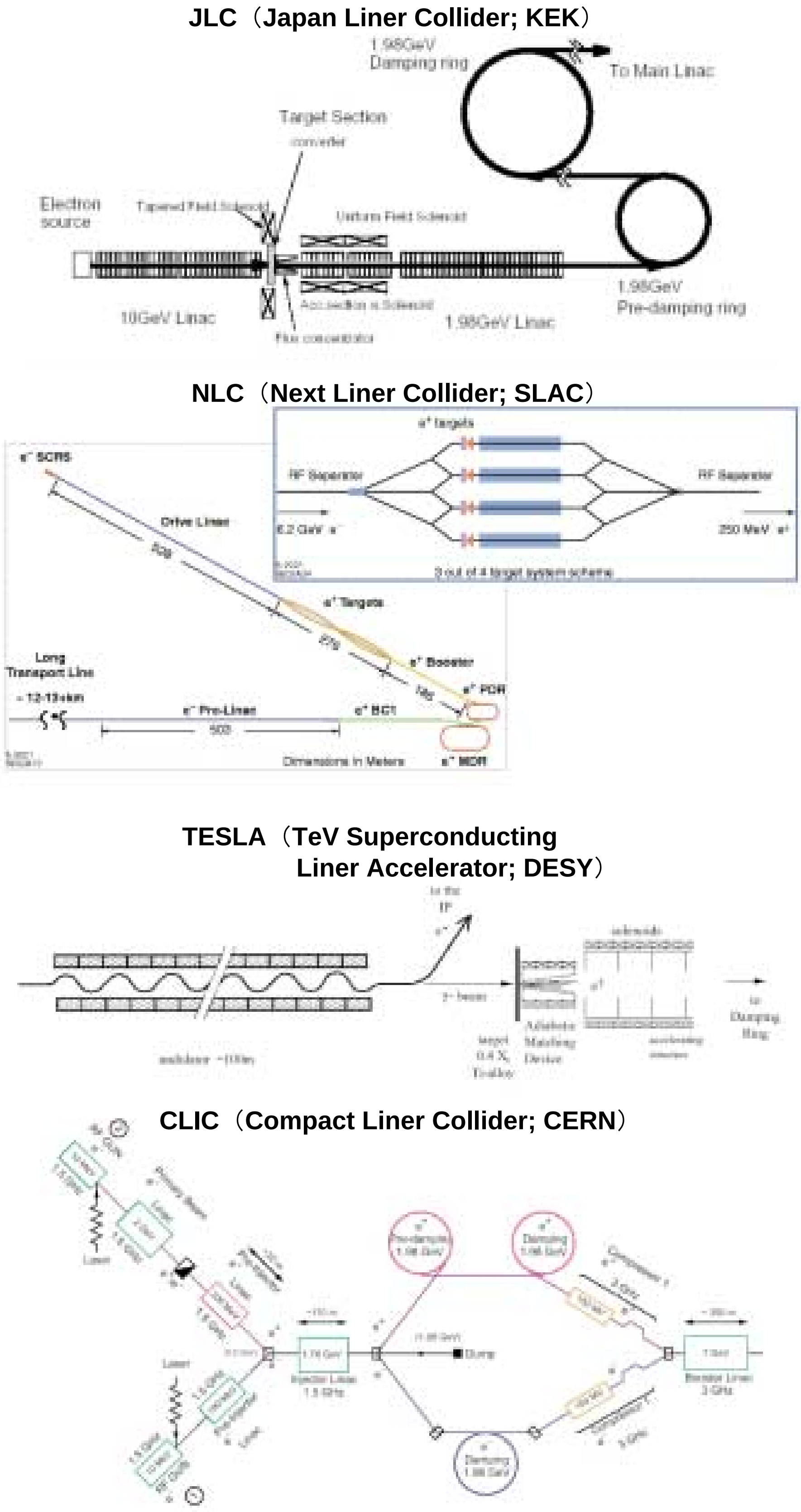


図 1.2: 次世代リニアコライダーとその陽電子生成部（文献 [2] より）

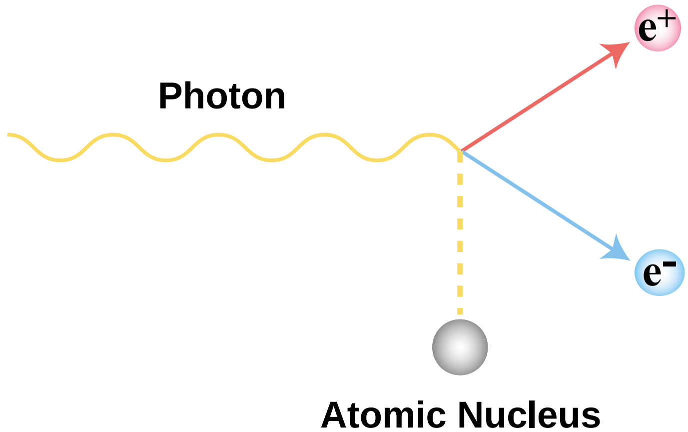


図 1.3: 電子・陽電子対生成の模式図

数で、いわばビームの密度に相当する。衝突型加速器の場合、ルミノシティーは（1.2）式のように表される。[3]

$$L = \frac{N_1 N_2}{A} n_b f \tag{1.2}$$

N_1, N_2	:	各ビームのバンチあたりの粒子数
n_b	:	バンチ数
f	:	回転周波数
A	:	衝突点におけるビームの広がり（断面積）

2001 年 12 月現在において達成されている、最高のルミノシティーは、KEK-B の 5.5×10^{33} cm^{-2} s^{-1} である。[4] さらに、次世代のリニアコライダーを用いた実験では、10^{34} cm^{-2} s^{-1} 以上のルミノシティーが要求される。現在よりも高いルミノシティーを得るためには、（1.2）式からわかるように、ビームの質の向上とともに高強度の電子、陽電子が必要になる。特に陽電子の場合、電子ビームを重金属標的に照射して二次的につくり出すので、高強度の陽電子を得ることが難しく、ファクトリー型実験の加速器や次世代リニアコライダーにとっては、加速器技術の発達とともに、高強度陽電子源の開発が重要課題となる。

1.3　既存の陽電子源とその問題点

陽電子をつくり出す素過程としては、図 1.3 が示すような、光子（γ 線）からの電子・陽電子対生成が代表的である。[1] 電子・陽電子対生成の確率（全断面積）は、原子核の遮蔽の効果を考慮した場合は Bethe-Heitler の式で与えられ、古典的な見

[1] その他には放射性同位元素の β 崩壊による陽電子生成があり、これは非加速器実験の低速陽電子源に利用される。

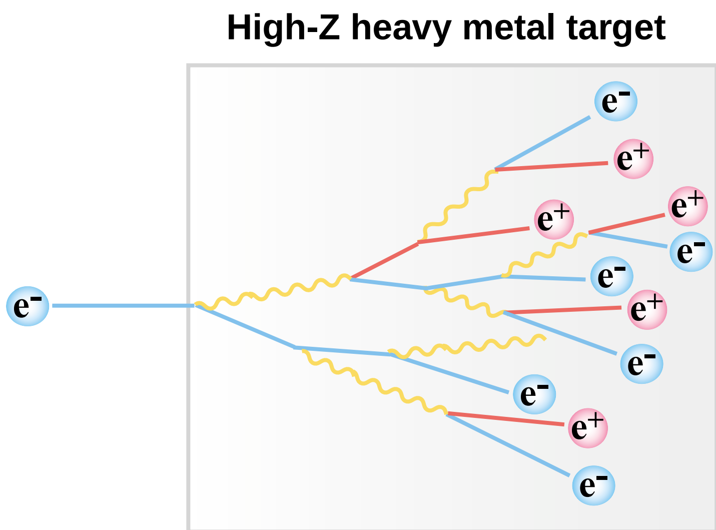


図 1.4: 電磁カスケードシャワーの模式図

物質	放射長 X_0	
	(g/cm^2)	(cm)
C	42.70	18.8
Al	24.01	8.9
Si	21.82	9.36
W	6.76	0.35
Lucite, Plexiglas	40.49	34.4

表 1.1: 代表的な物質の放射長（文献 [5] による）

積もりでは、物質中の原子の電荷を Z とすると全断面積は Z^2 に比例する。したがって、タングステンなどの Z の大きい重金属の物質場において、対生成の確率は増大する。この現象の顕著な例としては、高エネルギーの電子が物質に入射したとき、電子が原子核のクーロン電場の影響を受けて制動放射を起こし、その放出された γ 線が対生成を起こし、さらにそれらが制動放射と対生成を繰り返す、電磁カスケードシャワー過程がある。（図 1.4 参照） この過程に特徴的な物理量が放射長 X_0 で、これは物質に入射した荷電粒子が、最初にもっていたエネルギーを 1/e にまで減少させる間に通過する距離と定義され、物質に依存する量である。参考として表 1.1 に代表的な物質の放射長をまとめた。タングステンの放射長は 3.5mm である。

通常、加速器の陽電子は、この電磁カスケードシャワーのメカニズムを利用して、非晶質の重金属標的に電子ビームを照射したときにできるシャワー中の陽電子を、後段の収束用ソレノイド電磁石で集めて利用する。例えば、KEK の電子・

陽電子線形加速器（KEK Linac）では、14mm 厚[2]（$=4X_0$）のタングステン非晶質を標的として使用しており、4GeV, 8nC（最大で 10nC）の入射電子ビーム（単バンチ）に対して、陽電子生成率はおよそ $0.1e^+/e^-$ である。

この既存の方式で陽電子の強度を上げるためには、ビームライン下流側の収束系の改良を図りつつ、入射電子ビームのエネルギーや強度を上げる方法がとられる。しかし、入射ビームのエネルギーや強度を上げていくと、パルス的温度上昇がもたらす熱応力によって標的が破壊される可能性が大きくなる。また、放射線損傷による標的の劣化の影響も深刻になる。図 1.5 に、熱負荷によって破壊された SLC 加速器のタングステン標的（非晶質）の写真を示した。他方、入射電子ビームのエネルギーや強度を上げると、それにともない最適な標的の厚さは厚くなり、その結果、生成された陽電子の標的内での多重散乱が大きくなって収束系における陽電子捕獲率は小さくなってしまう。以上のような理由から、既存の方法の延長だけで高強度の陽電子を得るには限界がある。

現在の SLC 加速器と次世代リニアコライダーの陽電子源のパラメーターを、2001 年 6 月、米国コロラド州で行われたスノーマス国際会議のデータをもとに、表 [2] に整理したが、次世代リニアコライダーで必要とされる陽電子は、フラックスで比較して SLC 加速器の 2 桁以上の強度が必要とされ、それにともない標的の熱負

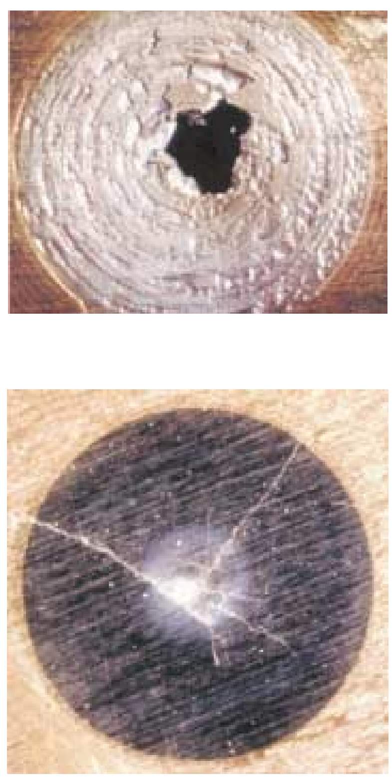


図 1.5: 熱負荷によって破壊された SLC 加速器の標的（[6] より）

[2] 4GeV の入射電子ビームに対して最適厚になるように設計されている。

荷も増大することがわかる。[3] したがって、これからの電子・陽電子衝突型加速器

Facilities	Target	Thickness	Flux	Peak Power Deposition	Average Power Absorption	Drive Beam
		(X_0)	(e^+/s)	(J/g)	(kW)	
SLC	$W_{75}Re_{25}$	6	4.8×10^{12}	30	5	e^-
JLC	$W_{75}Re_{25}$	6	2×10^{14}	140	49	e^-
CLIC	$W_{75}Re_{25}$	4.5	1×10^{14}	65	22	e^-
NLC	$W_{75}Re_{25}$	4	1.8×10^{14}	40*	16*	e^-
TESLA	Ti Alloy	0.4	2.8×10^{14}	222	5	Undulator γ

*3 つの標的におけるそれぞれの peak power と average power absorption

表 1.2: SLC 加速器と次世代リニアコライダーの陽電子源（文献 [2] より）

のためには、高効率で熱負荷に強い標的を設計しなければならない。

現在、これらの課題の克服に向けて様々な試みがなされているが、有望な方法の 1 つとして R.Chehab らによって提案された、陽電子生成用標的に単結晶を用いる方法がある。これは、ビームのエネルギーや強度に任せる今までの考え方とは発想を変えて、単結晶のもつ周期的な結晶電場と電子、光子の相互作用を有効に利用して、陽電子生成率を高めようというものである。[15] 次節でこれらの物理過程について述べる。

1.4 単結晶からの陽電子生成

単結晶は、単一の結晶粒から構成され、多結晶とは異なり、結晶粒界からの影響を受けることなく結晶方位依存性を示す特徴がある。[4] 単結晶の中では、通常の制動放射や電子・陽電子対生成に加え、周期性をもった結晶電場と荷電粒子および光子との相互作用を反映した、結晶に特徴的な放射と対生成が起こる。

1.4.1 チャネリング放射とコヒーレント制動放射

荷電粒子が、単結晶の低指数の軸あるいは面とほぼ平行に入射し、原子列によって形成される軸チャンネルや面チャンネルの中を、結晶原子との小角散乱を繰り返しながら、ほとんど原子と衝突することなく進んでいく現象をチャネリング（Channeling）という。その様子を図 1.6 に示したが、軸チャンネルに束縛される場合を軸チャネリング（Axial Channeling）、面チャンネルに束縛される場合を面

[3]NLC 加速器では、標的の熱負荷を軽減するために陽電子生成部を 4 つに分割して、そのうちの 3 つを使用して発生させた陽電子を収集する方法が採用されている。

[4]単結晶は、ダイヤモンドやルビーなどの一部の鉱物を除いて、ほとんどが人工的に作られる。日常用いられる金属試料のほとんどは多結晶体である。

チャネリング（Planar Channeling）という。チャネリングは、原子核の周りにある電子や原子の熱振動などによって、チャネリング電子が散乱されるまで続く。チャンリング状態が終わることデチャネリング（Dechanneling）という。

特に、相対論的な電子の場合、結晶軸とほぼ平行に入射した電子は原子核のポテンシャルの一つ一つを区別せず、1 本の紐状ポテンシャルと見なして、結晶軸の周りを螺旋運動しながら進んでいく。このとき、加速度運動している荷電粒子が干渉性のある γ 線を放出する。（図 1.7 下を参照）これをチャネリング放射（Channeling Radiation）といい、電子の進行方向と角度 θ をなす方向で観測される放射光のエネルギー E_γ は、実験室系でのチャネリング電子の角振動数を ω_0 とすると、式（1.3）のように表され、通常の制動放射の数倍から数十倍にも達することが知られている。[8] [9]

$$E_\gamma = \frac{\hbar n \omega_0}{1-\beta\cos\theta} \simeq \frac{2\gamma^2 \hbar n \omega_0}{1+\gamma^2\theta^2} \quad (\gamma \gg 1, \theta \ll 1) \tag{1.3}$$

ただし、$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \beta = v/c$ で、$n = 1, 2, 3...$ である。軸チャネリングが起こるためには、電子の入射軸と結晶軸とのなす角が臨界角 ψ_L 以下である必要がある。これはリントハルト角（Lindhard Angle）と呼ばれ、以下のような式で表される。[16]

$$\psi_L = \sqrt{\frac{4Ze^2}{Ed}} \tag{1.4}$$

Z : 結晶原子の原子番号
e : 素電荷（=1.6×10^{-19}C）
d : 結晶軸内の原子間距離
E : 入射電子ビームのエネルギー

タングステン単結晶の場合を、$Z = 74, d = 2.74$Å として、SI 単位系にするために $e^2 \to e^2/4\pi\epsilon_0 (= \hbar c/137)$ の置き換えが必要であることに注意して計算すると、入射電子ビームのエネルギーが $E = 8$GeV のとき、$\psi_L = 0.43$ mrad. となる。ただし、ϵ_0 は真空の誘電率で、$\hbar$ はプランク定数 h を 2π で除した値である。

一方、相対論的な電子が、結晶軸や面に対して ψ_L よりも大きな角度 ϕ で入射すると、電子は制動放射を起こすが、放出された γ 線とその電子は結晶面に平行な各原子面や軸を横切って行き、また同様に制動放射を起こす。（図 1.7 上を参照）このとき、それらが結晶の周期性によって干渉して強め合い、チャネリング放射と同じように、電子の進行方向に高強度の放射が得られる。これをコヒーレント制動放射（Coherent Bremsstrahlung）という。

簡単のために二次元で考えると、相対論的な電子がある原子と相互作用して制動放射を起こした後、次の原子列に達するまでに、

$$\Delta t = \frac{d}{\sin\phi}\left(\frac{1}{v} - \frac{1}{c}\right) = \frac{d}{c\sin\phi}\left(\frac{1-\beta}{\beta}\right) \tag{1.5}$$

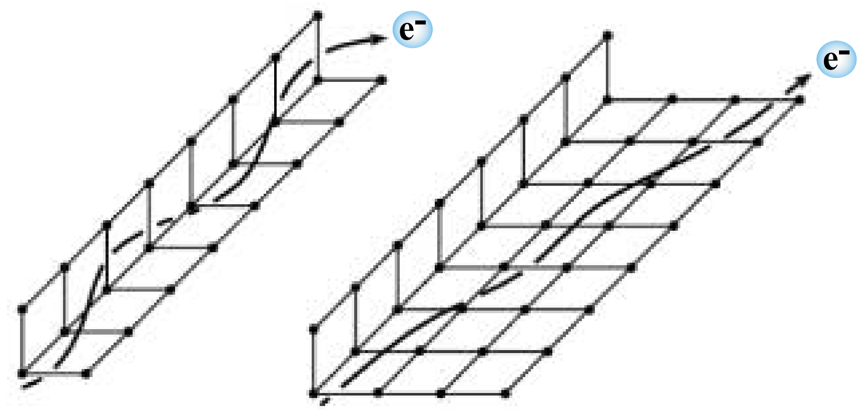


図 1.6: 軸チャネリング（左）と面チャネリング（右）の模式図（文献 [7] より）

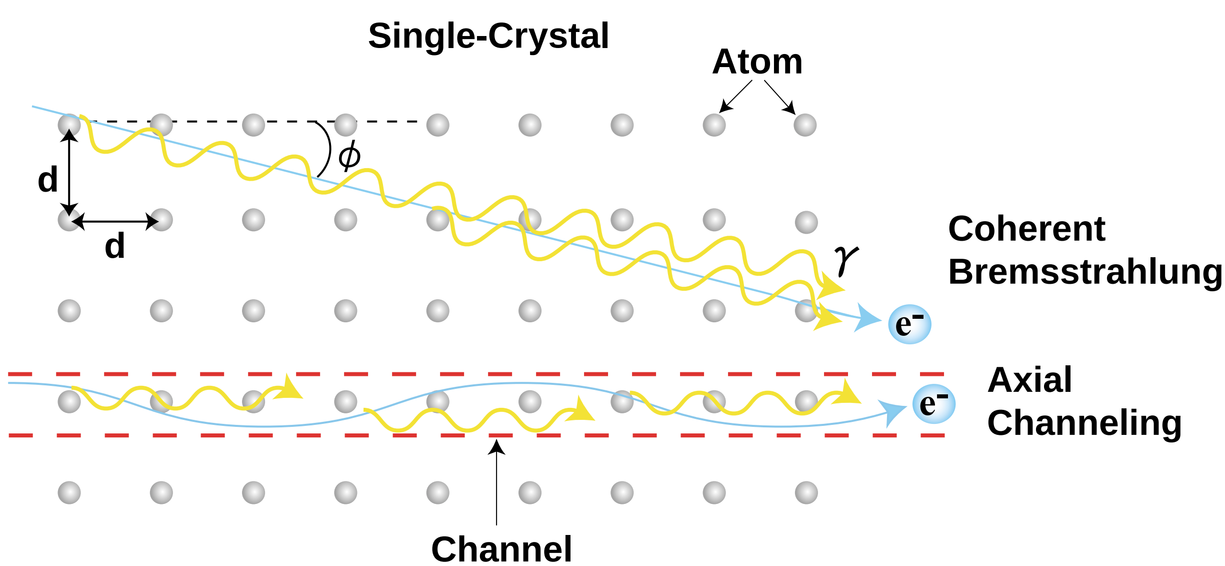


図 1.7: チャネリング放射とコヒーレント制動放射の模式図

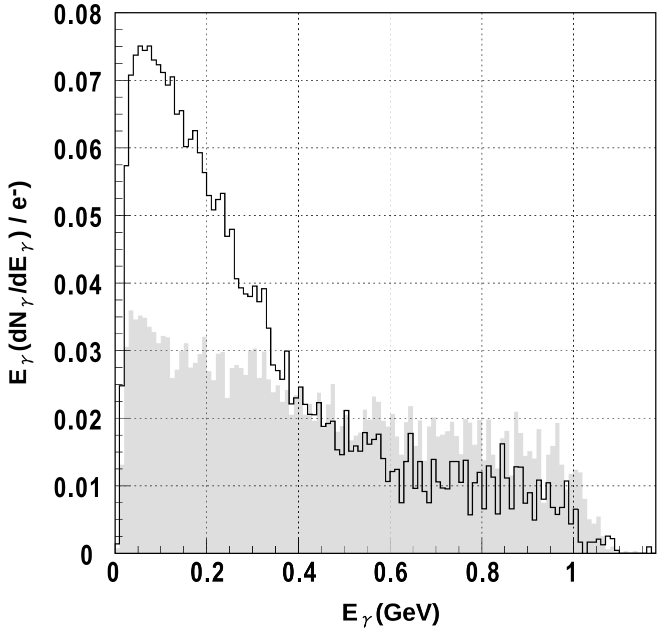


図 1.8: 厚さ 1.2mm のタングステン単結晶に 1GeV の電子ビームを入射させたときに発生する光子のエネルギースペクトル。実線が電子ビームの入射方向を結晶軸の方向に合わせたとき。灰色の部分が非晶質と見なせる角度まで結晶軸をずらしたとき。（文献 [21] より）

だけの時間のずれが生じる。このずれが次式を満たし、γ 線の振動の周期の整数倍になると、発生した γ 線どうしが同位相になってブラック反射のように干渉し合うのである。[10]

$$\Delta t = \frac{nh}{E_\gamma} = \frac{d}{c\sin\phi}\left(\frac{1-\beta}{\beta}\right) \simeq \frac{d}{c\phi}\frac{1}{2\gamma^2} \tag{1.6}$$

$$\therefore \phi \simeq \frac{dE_\gamma}{2nhc\gamma^2} \tag{1.7}$$

例えば、タングステン単結晶の場合を、d = 2.74 Å, E_γ = 10MeV, n=1 として式（1.7）より計算すると、$\phi \sim$ 10mrad. となり、先のリントハルト角よりも 20 倍以上も大きい。したがって、コヒーレント制動放射のほうが臨界角条件がチャネリングに比べて緩やかであることがわかる。

2 つの放射光の強度を比較してみると、コヒーレント制動放射の場合は、電子が原子核により近づいたときに起こるので、高いエネルギーの光子を放出する。一方、チャネリング電子は結晶軸から遮蔽半径程度の距離を保って運動をしているため、放出される光子は低エネルギーのものが多くなる。これらの放射過程が寄与して単結晶から発生する光子は、数十 MeV の低いエネルギー領域で大強度になることが観測されている。（図 1.8 参照）低エネルギーの光子は、加速器の収束系のアクセプタンスを満たす低運動量の陽電子をつくることが期待できる。このことは、単結晶を加速器の陽電子源にするメリットの 1 つである。

1.4.2　コヒーレント電子・陽電子対生成

電子が結晶軸とほぼ平行に入射すると、結晶電場は入射電子にコヒーレントに作用し、大強度の放射が得られることを前節で述べたが、この逆過程として、γ 線が結晶軸と平行に入射すると、電子・陽電子対生成の確率が通常の Bethe-Heitler 過程よりも増大する現象が観測されている。これをコヒーレント電子・陽電子対生成（あるいは、”crystal assisted pair creaition”）という。[12][13] 入射光子のエネルギーの増大とともに、電子・陽電子対生成の確率が増えることを観測した実験結果を図 1.9 に示す。

相対論的な電子が結晶軸と平行に入射した場合、制動放射による γ 線もほとんど前方に放出されるため、γ 線が結晶軸と平行になる確率も高くなり、図 1.9 が示すように γ 線のエネルギーが大きいほどこの効果は顕著になるので、次世代の高エネルギー加速器においては有効な過程である。また、この過程による電子・陽電子対は、互いに同程度のエネルギーで放出されやすいという運動学的特徴がある。[14]

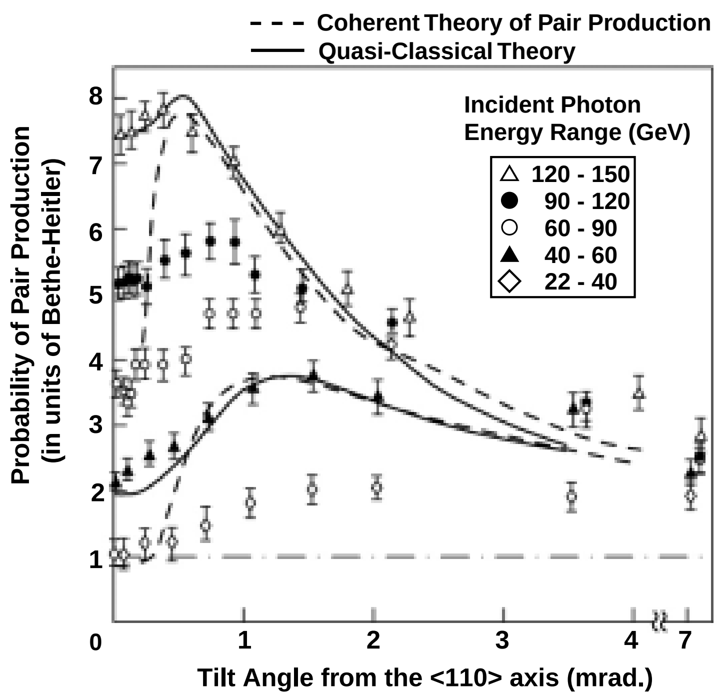


図 1.9: 1.4mm 厚のゲルマニウム単結晶（100K に冷却）の $< 100 >$ 軸 方向に γ 線を入射させ、その入射エネルギーを変えたときに電子・陽電子対生成の確率が増大する様子を Bethe-Heitler 過程を 1 として示している。横軸は $< 100 >$ からの偏角である。点線はコヒーレント対生成理論、実線は半古典理論の曲線である。

1.4.3　単結晶を用いる具体的方法

単結晶を陽電子生成用標的に用いる方法には、図 1.10 に示した 2 つの方法がある。比較的厚めの単結晶を使って、その中で放射と対生成を起こさせる方法（図 1.10（a）参照）と、もう 1 つは、薄い単結晶で放射を起こさせ、後方の非晶質標的[5]で対生成をさせる方法（図 1.10（b）参照）である。以後、本論文では、前者を ”単結晶標的 ”、後者を ”組み合わせ型標的 ”と呼ぶことにする。

実際の加速器の陽電子生成部（陽電子ステーション）のすぐ後方には、生成された陽電子を捕獲するための収束用ソレノイド電磁石があり、今のセットアップのままでは、ここにゴニオメーターを設置することが困難なため、組み合わせ型標的の方が現在の陽電子ステーションには適している。しかし、組み合わせ型標的の場合、標的物質の選択にはじまって、トータルでの最適な標的の厚さや単結晶と非晶質標的の配分比、単結晶と非晶質標的の間隔など、実験的に決めなければならないパラメーターは単結晶標的に比べて多くなる。したがって、標的設計の観点からは単結晶標的の方が簡便であるといえる。また、単結晶標的は、過去にわれわれの研究グループ以外でも測定が行なわれており、定量的データの蓄積がある。

KEK Linac の 8GeV の電子ビームを用いた実験では、われわれが行なった過去の実験において最も陽電子の増大率が大きかったタングステン単結晶に注目して、これら 2 つの方法を用いて陽電子生成量の測定を行なった。ただし、実験の時間的制約や新たに 5.3mm、9mm の厚めの単結晶を導入したこともあり、単結晶標的

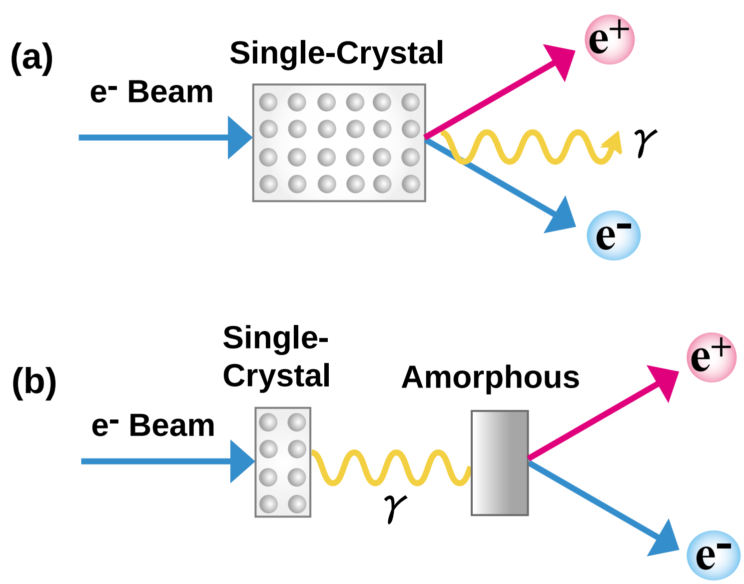


図 1.10: 単結晶標的（a）と組み合わせ型標的（b）の模式図

[5]正確には ”多結晶 ”というべきだが、本論文では単結晶と明確に区別するために、”非晶質 ”という言葉を用いる。

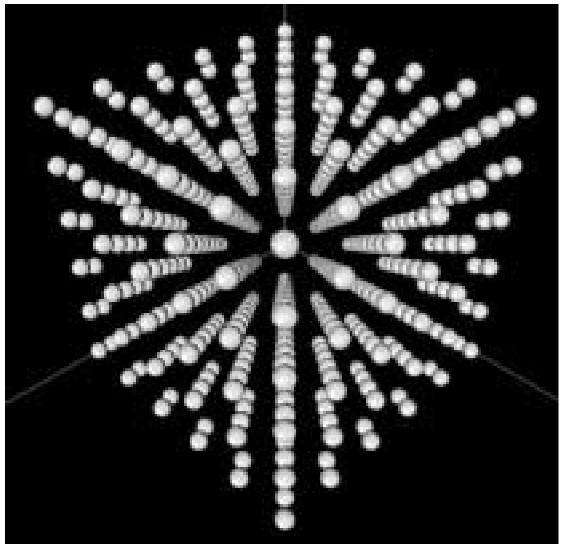


図 1.11: 体心立方格子の < 111 > 軸

体心立方格子（bcc）		
原子番号	:	$Z = 74$
最短原子間距離	:	$d = 2.74$Å, < 111 > 軸方向
放射長（非晶質の場合）	:	$X_0 = 3.5$mm

表 1.3: タングステン単結晶の特徴

の測定に重点を置いた。

タングステン単結晶の特徴を表 1.3 に整理した。タングステン単結晶は体心立方格子（bcc）で、格子の対角から対角までを体心の原子を通るように選んだ結晶軸、< 111 > 軸が最も原子間隔が短くなる。体心立方格子の < 111 > 軸を模式的に示したのが図 1.11 である。 タングステンは、原子番号 Z が大きく、物質の中で最も融点が高いため耐熱性に優れるなど、標的として有利な特性をもっている。

1.5　本研究の目的

ここまで、次世代の電子・陽電子衝突型加速器には、現在よりもさらに高強度の陽電子が必要になることや、陽電子源としての単結晶標的の有望性について述べてきた。このような状況を背景に、われわれは、加速器の陽電子源として単結晶標的を使用する可能性を検証するため、1997 年の KEK-田無分室の電子シンクロトロン（ES）における原理検証実験 [17] 以来、1.2〜3GeV のエネルギー領域において、タングステン（W）、ガリウムヒ素（GaAs）、ダイヤモンドの単結晶を用い

年 (月)	入射電子 (GeV)	標的 (mm)	Enhancement
1997 (3)	KEK 田無 ES (1.2)	Wc(1.2)	2.5〜3
1998 (4,6)	KEK Linac (3)	Wc(1.7)+Wa(7)	1.4
1998 (9,10)	KEK 田無 (0.6, 0.8, 1.0)	Wc(0.4, 1.2, 2.2)	2〜2.5
	〃	GaAs(0.36, 5.0), Diamond(1.1)	

表 1.4: 過去に行なった実験

て、陽電子生成量測定、チャネリング放射光測定、特性 X 線測定など、系統的な実験を行なってきた。[17]–[26] 過去に行なった実験の内容を表 1.4 にまとめた。

2000 年 9 月からは実験の場を KEK に移し、続く 2001 年 4 月、9 月の計 3 回にわたり、電子・陽電子線形加速器（KEK Linac）の 8GeV の電子ビームを用いて、さらに高い入射電子エネルギーでの実験を行ない、陽電子生成量および陽電子生成量の様々な依存性を測定した。本研究の目的は、タングステン単結晶が、B ファクトリーや次世代リニアコライダーなど、高エネルギー加速器の陽電子源となりうるかどうかを、実験的に検証することである。そのためには、前節で述べた 2 つのタイプの陽電子生成率を正確に測定し、陽電子生成率の入射ビームエネルギー依存、運動量依存、標的厚さ依存などを定量的に押さえる必要がある。また、熱負荷の問題を定量的に調べることも重要な課題である。こうして得られるデータは、陽電子増大のメカニズムの解明、そして、信頼の置けるシミュレーションコードの開発のための基礎データを提供する。

第2章　実験

2.1　実験の概略

実験は、高エネルギー加速器研究機構（KEK）の電子・陽電子線形加速器（KEK Linac）のビームスイッチヤードに設けられたテストビームラインにおいて、2000年9月、2001年4月と9月の計3回にわたって行なわれた。2000年の実験では、2.2mmのタングステン単結晶標的および、単結晶と非晶質の組み合わせ型標的（以後、組み合わせ型標的）を用いて測定を行ない、陽電子収量の増大を観測した。2001年の4月の実験では、9mmのタングステン単結晶、Xステージが導入され、さらに、真空チェンバーを用いることによって低運動量の陽電子の測定が可能になった。そして2001年9月の実験では、5.3 mmの単結晶が導入され、3種類の厚さの単結晶標的を用いて陽電子生成率、陽電子収量の標的厚さ依存や運動量依存などの系統的測定が詳細に行なわれた。KEK 8-GeV Linacにおける実験の経過について、表2.1に整理した。

図2.2は実験の概念図で、図2.3はセットアップの前方と後方の写真である。わ



図 2.1: 高エネルギー加速器研究機構（KEK）と電子・陽電子線形加速器（KEK Linac）

れわれの実験のセットアップは、陽電子生成部、検出系（スペクトロメーターと陽電子検出器）、データ収集系の３つの部分から構成されている。以下の節では、実験のセットアップ、測定方法について述べる。

2.2　電子ビーム

線形加速器（Linac）では、一連の加速空洞管に高周波発振器（クライストロン）で電圧を交互に掛けることによって空洞を通過する荷電粒子を加速するので、その周期にタイミングの合う粒子のみが加速される。そのため、電子ビームは不連続の束（バンチ）となる。本実験の電子ビームは、バンチ幅 10ps の中に 10^9 個もの電子が凝集した、極短バンチのビームである。

8GeV まで加速されてテストビームラインにやってくる電子ビームは、100μm 厚のステンレス SUS のビーム窓を通して大気中に取り出され、ゴニオメーターに搭載した標的に照射された。ビーム窓での多重散乱によるビームの広がりは 0.3mrad. 程度であり、これは 1.4.1 節で求めた 8GeV 入射電子のリントハルト角 ψ_L よりも小さい。ビームの形状と位置は、標的ホルダーの表面に添付した蛍光性フィルム（後述）をモニターで目視して確認した。バンチごとの電子ビームの電荷量は、ウォールカレントモニターを用いて監視した。3 回の実験における入射電子ビームの諸条件は、表 2.2 の通りである。KEK Linac の 2Hz 運転時の電荷量は、最大値で 0.2nC/bunch であり、これは施設内の放射線安全管理からくる制限である。

2.3　陽電子生成部

陽電子生成部は、標的とそれを搭載する可動式の台、ゴニオメーターと X ステージから構成される。陽電子生成用の標的として、われわれは、2.2mm，5.3mm，9mm の 3 種類のタングステン単結晶を使用した。また、単結晶標的と比較するために、3〜18mm（$0.9X_0$〜$5.1X_0$）の非晶質のタングステンも用意した。

X 線回折によって測定される結晶の Mosaicity は、結晶の質を表す指標の１つであり、われわれが実験で使用した結晶の Mosaicity は表 2.3 の通りである。これを 8GeV 入射電子におけるリントハルト角の 0.43mrad. と比較すると、2.2mm の単結晶を除き、われわれの単結晶の質は比較的良いことがわかる。タングステン単結晶は体心立方構造（bcc）なので、結晶軸内で原子間隔が最短となるのは 1.4.3 節で述べたように、$<111>$ 軸方向である。このとき結晶の軸ポテンシャルが最も強くなり、結晶の効果が最大となるため、電子ビームを入射させる方向は $<111>$ 軸を選択した。

標的は、図 2.5 のようなセットで用意され、それを専用のホルダーに固定してゴニオメーターに搭載できるようになっている。3 回目の実験においては、リファレンス用として、どのターゲットセットにも 6mm 厚のタングステン非晶質を取り付

年 (月)	内　容
2000 (9)	KEK 8-GeV Linac での実験スタート W 単結晶 (2.2mm) とW単結晶 (2.2mm)+W 非晶質 (5, 10mm) の測定
	⇒　陽電子収量の増大を確認
2001 (4)	W 単結晶 (9mm), 真空チェンバー , X ステージを導入 W 単結晶 (2.2mm), W 単結晶 (9mm) の測定 W 単結晶 (9mm)+W 非晶質 (2, 4mm) の測定
	⇒　真空での測定が可能に ⇒　定量的測定の知見を深める
2001 (9)	W 単結晶 (5.3mm) を導入、標的ホルダーの改良 W 単結晶 (2.2, 5.3 ,9mm) の測定
	⇒　系統的なデータ取得 ⇒　W 単結晶標的と W 非晶質標的の陽電子生成量の比較

表 2.1: KEK 8-GeV Linac における実験

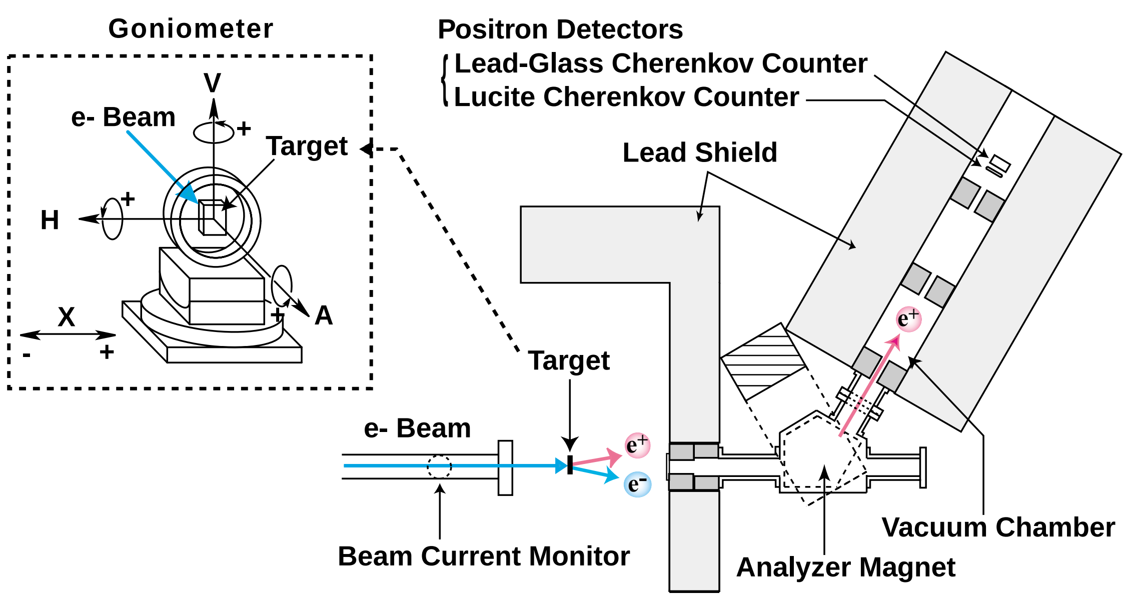
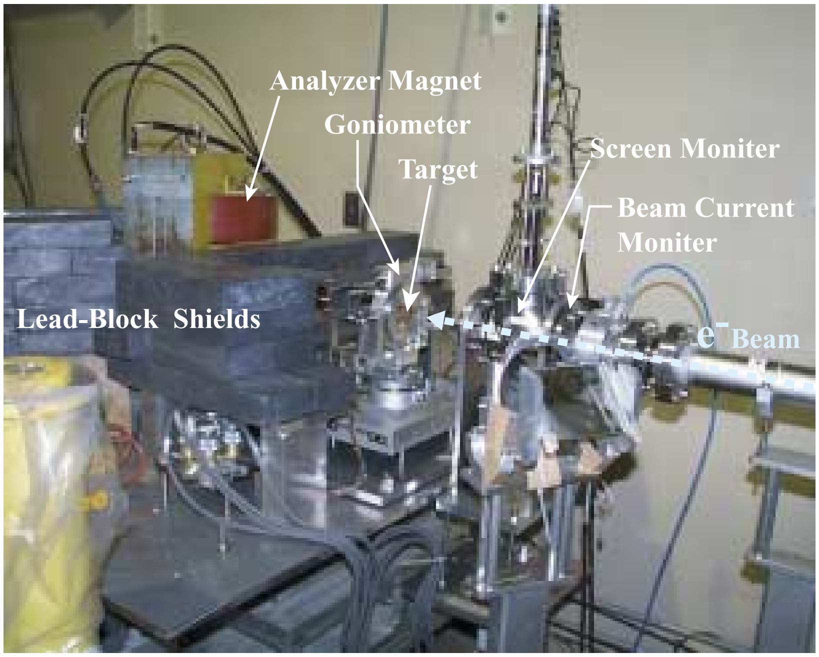


図 2.2: 実験の概念図



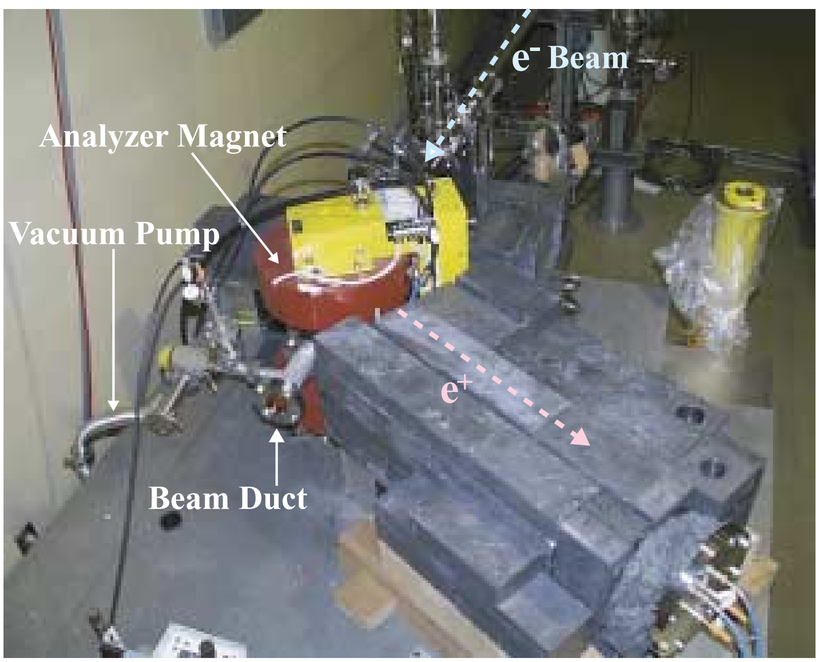


図 2.3: セットアップの写真

入射電子ビームのパラメーター		2000年9月	2001年4月	2001年9月
エネルギー	GeV	8	8	8
強度	nC/bunch	0.2	0.2	0.11〜0.14
繰り返し	Hz	2	2	2
バンチ幅（FWHM）	ps	10	10	15
ビームサイズ（FWHM）	mmϕ	3	1.5	2.9
エミッタンス：ϵ_x	πmm·mrad	-	840	520
：ϵ_y	πmm·mrad	-	175	930

表 2.2: 入射電子ビームの諸条件

単結晶の厚さ（mm）	FWHM, Mosaicity（mrad.）
2.2	< 1.5
5.3	< 0.4
9	< 0.5

表 2.3: 実験で使用したタングステン単結晶の Mosaicity

ける工夫をした。測定においては同一条件で測定できることが望ましいが、陽電子の運動量が低くなると SN 比が悪くなるために、検出器にかける電圧を上げなければならなくなる。このような工夫をしたのは、測定する陽電子の運動量によって検出器にかける電圧（HV）を変えなけれならないため、データ間の絶対値の比較が不可能になってしまうからである。これによって、どの標的セットを使っても 6mm のレファレンス標的の測定が可能なので、このデータを参照すれば測定条件の更正をすることができる。標的ホルダーの表面には、電子ビームを照射したとき、その位置や形をモニターで確認できるように、アルミナ蛍光フィルム（Demarquest, 99.5%$Al_2O_3$0.5%CrO_3）が貼ってある。

ゴニオメーター（図 2.2 左上と図 2.4 を参照）は 4 軸をパルスモーターによって動かして、X 軸方向には 0.001mm/step, V 軸は 0.035mrad/step, H 軸は 0.010mrad/step, A 軸は 0.013mrad/step の精度で、標的の位置と角度を変えることができる。[27] また、2001 年度の実験から、パルスモーターによって 0.001mm/step の精度で、X 軸方向にスライド可能な X ステージをゴニオメーターの後方に設置した。これに図 2.6 のような、3mm〜18mm まで 3mm 毎に厚さを階段状に変えたタングステン非晶質標的を搭載し、X 軸方向に標的を動かして標的の厚さを変えることができる。1 つの階段の横幅は 15mm で、8GeV の電子ビームが入射してできる電磁カスケードシャワーの広がりが、その中に十分収まるように設計されている。X ステージを導入したことで、短時間のうちに陽電子収量の標的厚依存の測定をすること



図 2.4: ゴニオメーター

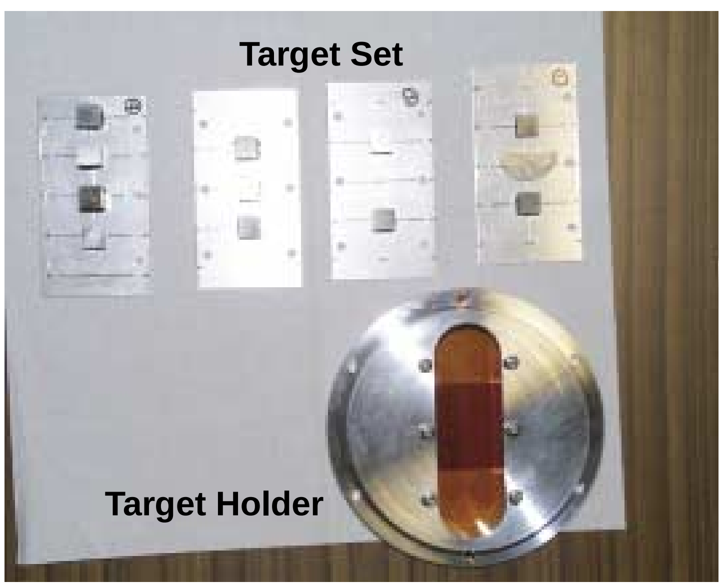


図 2.5: 標的セットと標的ホルダー。標的セットには、それぞれ 6mm の非晶質タングステン（各標的セットの一番下）を取り付け、HV 補正のためのリファレンスとした。

が可能になり、測定効率が大幅に向上した。[1]通常の測定では、ゴニオメーターかXステージの一方の装置のみをビームラインに設置し、使用しない方は電子ビームが当たらない所までX軸方向にずらして、測定の妨げにならないようにした。

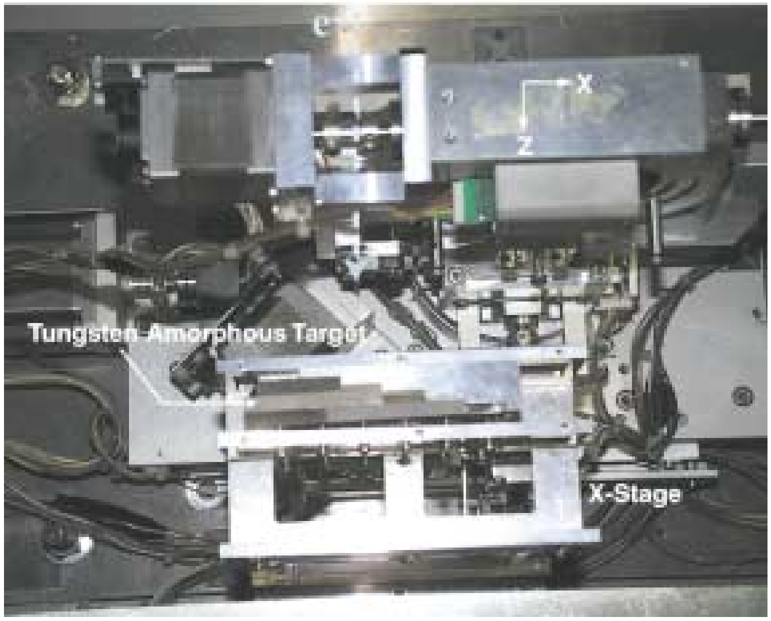


図 2.6: X ステージと階段状標的。階段状標的の厚さは、右端から 0(empty 部), 3, 6, 9, 12, 15, 18mm で、それぞれの横幅は empty 部が 30mm，その他は 15mm である。

2.4 検出系

検出系はスペクトロメーターと２つの陽電子検出器から構成される。陽電子生成部の後方に、標的から放出した陽電子の角度広がりを絞るためのコリメーターと、磁場をかけて陽電子のみを選別し、その運動量を選択するための荷電粒子分析用電磁石（以後は分析電磁石）があり、これらがスペクトロメーターとして機能する。分析電磁石は磁場の強さを 0.9〜5.2（kgauss）の範囲で変えることによって、陽電子にローレンツ力をかけて、5MeV/c〜30MeV/c の運動量範囲の陽電子を選択することが可能である。

したがって、図 2.2 に示されているように、標的で生成し、放出された陽電子は、標的の 25cm 後方の直径 30mmϕ と 40mmϕ のコリメーターを通過し、分析電磁石によってビーム軸から 60 度軌道を曲げられて、さらに直径 20mmϕ のコリメー

[1]X ステージを導入する以前は、標的の厚さを変えるたびに電子ビームを止めて標的を交換しなければばならなかった。一度電子ビームを止めると、再開して電子ビームが安定するまでに 30 分はかかり、ビームの状態が変わってしまったり、バックグラウンドが変わってしまうという問題があった。

ターを３つ通過して、角度広がりが絞られ、運動量が選択された状態で検出器に到達する。

陽電子検出器には、ルーサイトと鉛ガラスを光電子増倍管と組み合わせた、2 種類のチェレンコフカウンターを使用した。使用した光電子増倍管の時間分解能は、半値幅（FWHM）で約 230ps である。

チェレンコフ光は、荷電粒子の速度 v が物質中での光速 c を超えるとき、すなわち、

$$n\beta > 1 \tag{2.1}$$

なる関係が成り立つときに放出される。ただし、$\beta = v/c$ で、n は物質の屈折率である。ルーサイトと鉛ガラスの n はそれぞれ 1.5 と 1.7 である。運動量 P が MeV/c オーダーの陽電子の β は、

$$P = \frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{2.2}$$

の関係式と陽電子の質量 $m = 511$（keV/c^2）より計算すると、ほぼ 1 になるので、チェレンコフ光が放出されることがわかる。チェレンコフカウンターはこのような光速に近い粒子の検出に向いている。

2.2 節で述べたように、KEK Linac からの電子ビームは 10ps の極短バンチビームなので、標的からの陽電子もきわめて短い時間にバンチとなってやってくるため、検出器で陽電子を一つ一つ数えることはできないが、その積分値をチェレンコフカウンターのパルス波高として測定することができる。ルサイトチェレンコフカウンターと鉛ガラスチェレンコフカウンターからの信号を、オシロスコープで観測したパルス波形を図 2.7 に示したが、前者のパルス幅は半値幅で約 7ns、後者は約 8ns と非常に短いパルスである。

2001 年の実験からは、低運動量の陽電子収量の測定ができるように、低運動量の陽電子が空気と散乱するのを防ぐ目的から、真空チェンバーが導入された。これにともない、コリメーターと陽電子検出器は真空チェンバー内に設置されて、10^{-3}*torr* 程度の真空での測定が可能になった。低運動量を測定したい理由は、加速器の収束系で捕獲可能な陽電子の運動量、すなわち収集系のアクセプタンスは低運動量のものに限られるためである。具体的に KEK Linac の場合、収束系のアクセプタンスは、8.2MeV/c$\leq$ P $\leq$11.6MeV/c, $P_t < 2.4$ MeV/c である。（ただし、P_t は運動量の横方向成分）

2.5　データ収集系

検出器から送られてくる信号は、図 2.8 に示したように、NIM（Nuclear Instrument Module）の回路を経由して、PC で制御される CAMAC モジュール（Computer Automated Measurement And Control）に入る。電子ビームのバンチごとの電流値はウォールカレントモニターで測定した。この信号の時間幅は 1ns で、ADC（Analog-

to-Digital Converters）が反応するには早すぎるので、ガウシアンフィルターを通して 20ns ほど信号を時間的に平滑化させた後に、同様の経路を通した。CAMAC モジュールに入ったこれらのアナログ信号は、電子ビームの繰り返しと同期した KEK Linac からの信号をトリガーとして、ADC でディジタル信号に変換されて、最終的に ADC のカウント数として PC のハードディスクに記録される。アナログからディジタルへの ADC の信号変換時間は μs のオーダーなので、KEK Linac からの電子ビームの 2Hz の繰り返しには十分対応できる。

ゴニオメーターや X ステージ は、手動のほかに、RS-232C インターフェイスを介して実験室の PC からコントロールして、標的の位置や角度を変えることができる。また、これらの装置は、陽電子検出器からの信号と電子ビームの電流値を自動的に取得する DAQ（Data Acquisition System）と連動するようになっている。

2.6 スペクトロメーターのアクセプタンス

分析電磁石の磁場の強さやコリメーターの穴の大きさなど、スペクトロメーターの特性をある設定にしたとき、幾何学的に決まる検出可能な陽電子の放出角度と運動量の広がりがある。それを、立体角と運動量の積、$\delta P \cdot \delta\Omega$ で表わし、スペクトロメーターのアクセプタンスと定義する。検出器から得られるデータはアクセプタンスの違いを含んだデータになっているので、異なる条件のデータどうしを比較する際には、このアクセプタンスで規格化を行なう必要がある。

今、標的から運動量 ΔP, 角度 $\Delta\Omega$ の幅で N_0 個の陽電子が一様に放出され、そのうち検出器で N_1 個が検出器に到達したとすると、スペクトロメーターのアクセプタンス は、

$$\frac{N_0}{\Delta P \Delta\Omega} = \frac{N_1}{\delta P \delta\Omega}$$

$$\therefore \delta P \delta\Omega = \Delta P \Delta\Omega \frac{N_1}{N_0} \tag{2.3}$$

と計算することができる。[22] ただし、$\delta P \subset \Delta P$, $\delta\Omega \subset \Delta\Omega$ であるとする。

このような考察を踏まえ、われわれのセットアップと分析電磁石のつくる磁場の特性を GEANT3 に取り入れて、シミュレーションによってアクセプタンスの見積もりを行なった。GEANT3 は、CERN で開発された、制動放射、電子・陽電子対生成、多重散乱、光電効果など、物質中での物理過程が考慮されたモンテカルロ · シミュレーションコードで、高エネルギー物理や宇宙物理の分野で広く使われている。（ただし、結晶の効果は計算できない）[29]　シミュレーションでは、ビームの進行方向を Z 軸とする座標軸をとり、極角を θ、方位角を ϕ とすると、角度については、$0 \le \theta \le 0.08$, $0 \le \phi \le 2\pi$（rad.）の範囲で、運動量 P については、$0.8P_0 \le P \le 1.2P_0$（MeV/c）の範囲で、いずれも一様に陽電子を発生させて、検出

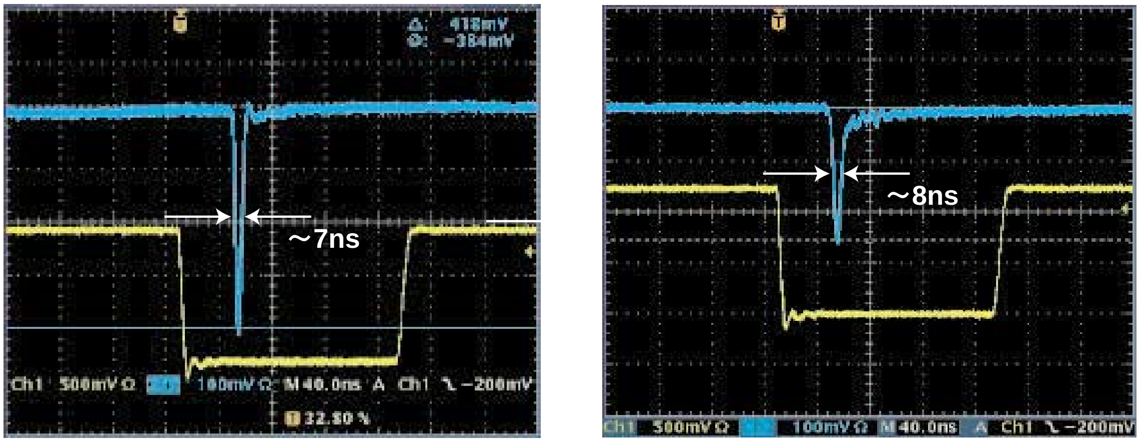


図 2.7: ルサイトチェレンコフカウンター（左）と鉛ガラスチェレンコフカウンター（右）のパルス波形

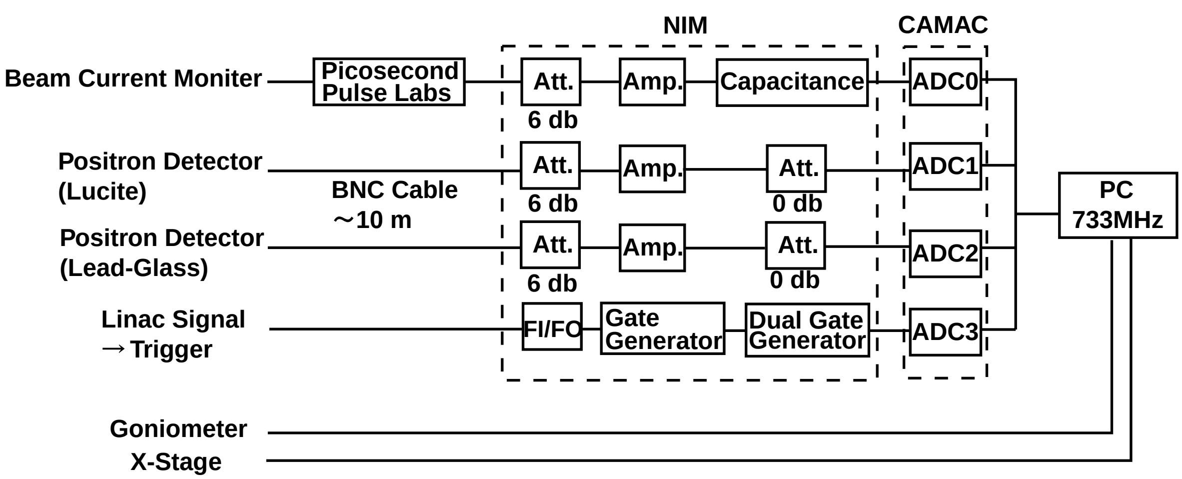


図 2.8: 回路図

器でに入ってきた陽電子数を記録した。(θ, ϕ) から立体角へは、

$$\Delta\Omega = \int_0^{\theta} 2\pi \sin\theta d\theta = 2\pi (1 - \cos\theta) \tag{2.4}$$

によって変換することができる。このようして行なったシミュレーションの結果を、表 2.4 に示した。これを見ると、運動量が大きくなるにつれてアクセプタンスは線形に増大し、5MeV/c と 20MeV/c の陽電子では、アクセプタンスが約 5 倍違うことがわかる。

陽電子の運動量 P（MeV/c）	Acceptance $\times 10^{-4}$（MeV/c・Sterad.）
5	1.08 ± 0.03
10	2.47 ± 0.07
15	3.80 ± 0.10
20	4.81 ± 0.12

表 2.4: 検出系のアクセプタンス

2.7　陽電子検出器の検出効率

2.4 節で述べたように、陽電子検出器としてチェレンコフカウンターを使用し、運動量が 5MeV/c〜20MeV/c の陽電子の測定を行なった。ここで、異なる運動量どうしのデータを比較するために考えなければならないのは、チェレンコフカウンターの検出効率の運動量依存性である。もし検出効率が明確な運動量依存性をもつならば、解析の際にそれを補正する必要がでてくる。以下でその見積もり行なう。

チェレンコフ光の放射方向は、物質中を通過する荷電粒子の速度に依存し、その進行方向に対する放射角 θ には、

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta} \tag{2.5}$$

の関係があり、粒子の進行方向の軸に回転した円錐状に放射される。図 2.9 にチェレンコフ放射の模式図を示した。振動数を ν とし、この θ を用いると、単位長さあたりのチェレンコフ光のエネルギー損失（阻止能）は、

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Z^2\alpha}{c}\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) h\nu d\nu = \frac{2\pi Z^2\alpha}{c} sin^2\theta h\nu d\nu \tag{2.6}$$

となる。ただし、$\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c = 1/137$ は微細構造定数で、Ze は入射粒子の電荷である。式（2.6）において、$\nu d\nu$ の部分は光電子増倍管の有感領域での積分なの

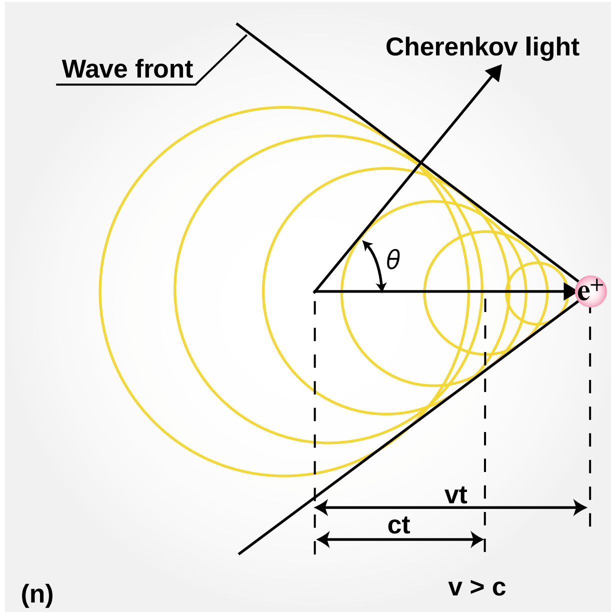


図 2.9: チェレンコフ放射の模式図

陽電子の運動量（MeV/c）	β	$sin^2\theta$
5	0.9948	0.5449
10	0.9987	0.5484
15	0.9994	0.5491
20	0.9996	0.5494

表 2.5: 陽電子の β と $sin^2\theta$ の値

でここでは一定として、運動量によるエネルギー損失の違いは $sin^2\theta$ の項を比較すればよい。ルーサイトの屈折率を $n = 1.50$ として、P = 5, 10, 15, 20（MeV/c）における $cos\theta$ を式（2.5）よりそれぞれ求め、$sin^2\theta$ を計算すると表 2.5 のようになる。いずれの運動量でも $sin^2\theta$ の値はほぼ同じであり、この運動量範囲ではエネルギー損失の違いは 1% 以下である。したがって、われわれが測定している運動量範囲では、チェレンコフカウンターの検出効率はほぼ変わらないといえる。

2.8　測定方法

実験では 3 種類の測定を行なった。ゴニオメーターや X ステージに標的を搭載して陽電子収量を測定する通常の測定と、ペデスタル、およびバックグラウンド測定である。図 2.10 に結晶軸とゴニオメーターの回転軸との関係を示した。ゴニオメーターと X ステージにおける X 軸は共通である。

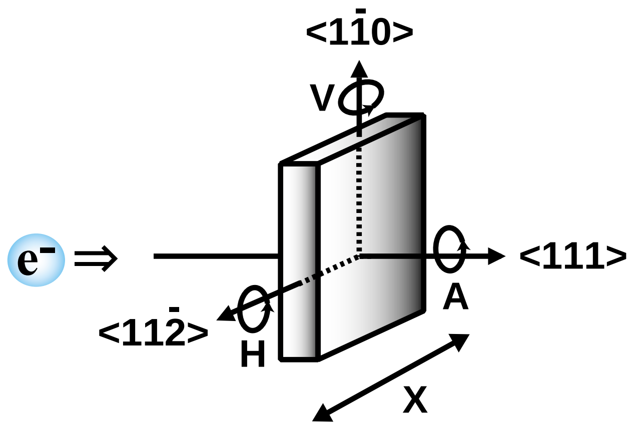


図 2.10: 結晶軸とゴニオメーターの回転軸との関係

通常の測定では、目的によってゴニオメータか X ステージの一方の装置を X 軸方向に移動させて、標的をビームライン上に設置し、選択する陽電子の運動量に応じて分析電磁石を設定をして、H 軸および V 軸の周りに回転させながら陽電子収量の測定を行なった。また、分析電磁石の電源を切って磁場のない状態において、電子ビームを標的に照射した際にスペクトロメーターを通過して検出された信号をバックグラウンド[2]、そして、電子ビームと磁場のない状態（ただし、Linac の高周波発振器はオンのまま）において検出される、検出系の 0 の揺らぎをペデスタルと定義して、通常の測定の合間に定期的に測定した。表 2.6 にペデスタルとバックグラウンド測定の条件を整理した。

	クライストロン	電子ビーム	標的	磁場
バックグラウンド	ON	ON	ON	OFF
ペデスタル	ON	OFF	ON	OFF

表 2.6: バックグラウンド測定とペデスタル測定の条件

[2]実際に得られるデータはバックグラウンドとペデスタルの和であるが、簡単のために、単にバックグラウンドと呼ぶ。

第3章　実験結果

われわれは、2000 年 9 月、2001 年 4 月、9 月の計 3 回にわたり、8GeV の電子ビームを用いてタングステン単結晶からの陽電子生成実験を行なった。回を重ねるごとに測定や解析方法に対する知見を深め、実験装置の改良を行なってきた。その結果、タングステン単結晶標的を用いる陽電子源へ向けての定量的なデータを獲得することができた。本章では、各実験の測定条件の違いに注意しながら、KEK 8-GeV Linac での一連の実験結果を整理する。なお簡単のために、本論文ではタングステン単結晶を Wc，タングステン非晶質を Wa と表記することがある。

3.1　解析方法

陽電子検出器からの信号と入射電子ビームのバンチごとの電流値は、ADC でディジタル化されて、ADC のカウント数として PC のハードディスクに記録される。これらのデータは次のような手順で更正を行なった。まず、陽電子検出器の信号からペデスタルとバックグラウンドの差し引きを行なう。ビーム電流値データからはペデスタルの差し引きを行なう。バックグラウンドとペデスタルは、2.8 節で述べた条件での測定における平均値を採用した。バッグランドとペデスタルの時間的変動による系統誤差は最大で約 10% である。次に、入射電子ビームのバンチごとの強度は常に一定ではないので、バンチごとのビーム電流の変動によらない量にするために、ビーム電流値で規格化を行なう。陽電子収量の測定は、ゴニオメーターによって単結晶の角度を変えながら行ない、通常、1 つの角度につき 5〜20 バンチ分のデータを記録しているので、最後にこれらの測定の平均値と標準誤差を計算する。

以上をまとめると (3.1), (3.2) 式のようになり、この手続きによって相対的な陽電子収量、$\bar{x} \pm \delta x$（arb.unit）が得られる。ただし、n は測定回数で σ は測定値の標準偏差である。

$$\bar{x} = \frac{1}{n}\sum_{n} \frac{(\text{Raw データ}) - (\text{バックグラウンド}) - (\text{ペデスタル})}{(\text{ビーム電流値データ}) - (\text{ペデスタル})} \tag{3.1}$$

$$\delta\bar{x} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \tag{3.2}$$

2.3 節で述べたような理由から、測定する陽電子の運動量によって検出器に印加する電圧（HV）が違うので、電圧の条件の違いはターゲットセットに取り付けた

6mm のタングステン非晶質標的のデータを参照して補正した。[1]

3.2　単結晶標的の測定結果

3.2.1　ロッキングカーブ

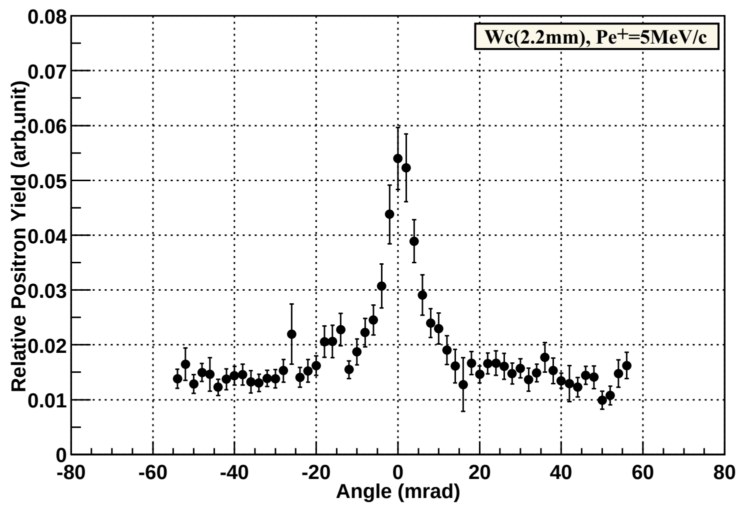
チャネリング放射やコヒーレント制動放射は、入射電子ビームと結晶軸とのなす角度に依存する放射過程なので、通常の制動放射からの陽電子生成が角度依存性のない Bethe-Heitler 過程であるのとは対照的に、単結晶からの陽電子生成は角度依存性をもつ。つまり、結晶標的の角度を変えながら陽電子収量を測定していくと、結晶の効果によって特定の角度で陽電子収量が増大する様子が観測される。

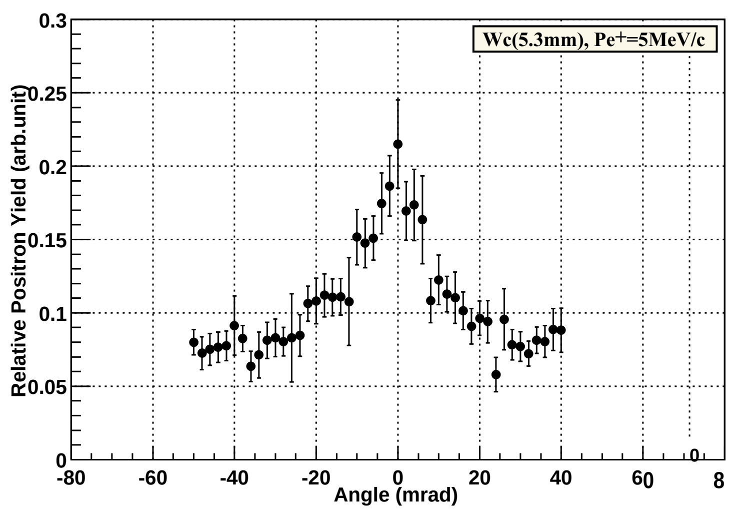
われわれは 3 種類の厚さのタングステン単結晶標的を用いて、5, 10, 15, 20 MeV の各運動量について陽電子収量の結晶角度依存性を調べた。これをロッキングカーブと呼ぶ。このロッキングカーブを定量的に測定することが、われわれの実験の中心をなすといっても過言ではない。2001 年 9 月の実験で得られた、2.2mm、5.3mm、9mm のタングステン単結晶標的のロッキングカーブを図 3.1〜図 3.4 に示す。これらの測定においては、結晶軸が中心になるように、単結晶標的を 2mrad. ずつ V 軸（もしくは H 軸）の周りに回転させ、1 つの角度につき 5 バンチ分のデータを記録した。グラフの各点は、入射電子ビーム 5 バンチ分の測定値の平均値で、誤差棒はその統計誤差を示している。縦軸の単位は任意であるが、相対的な大きさは 2.3 節で述べた 6mm のリファレンス標的のデータを参照して、異なる標的厚さのデータ間の比較ができるように補正を行なっている。 図 3.1〜図 3.4 を見ると、単結晶標的の厚さが増すにつれて、ロッキングカーブの角度幅が次第に広くなり、また、陽電子収量の絶対量が増えることがわかる。ロッキングカーブの他の特徴については、以下の節で述べる。

3.2.2　ロッキングカーブのピーク幅

ロッキングカーブのピーク幅は、陽電子生成量を増やす結晶の効果を反映したものである。図 3.1〜図 3.4 のロッキングカーブのピークの半値幅（FWHM）を、横軸を運動量として示したのが図 3.5 である。運動量依存性に注目してこの図を見ると、ピーク幅はほとんど運動量によらず一定である。このことは、運動量が 5〜20MeV/c 程度の低運動量領域では、単結晶標的における陽電子生成や標的内における陽電子の散乱のされ方が運動量に依存せず、同様であることを示唆している。次に、ピーク幅の大きさに注目すると、8GeV の入射電子に対するリントハルト角は ψ_L〜0.43mrad. であり、ロッキングカーブのピークの半値幅と比べると 20 倍以

[1] 2001 年 9 月の実験から、標的セットにリファレンス用のタングステン非晶質標的を取り付ける工夫がなされた。そのため、2001 年 4 月と 2001 年 9 月のデータてについては補正ができなかった。





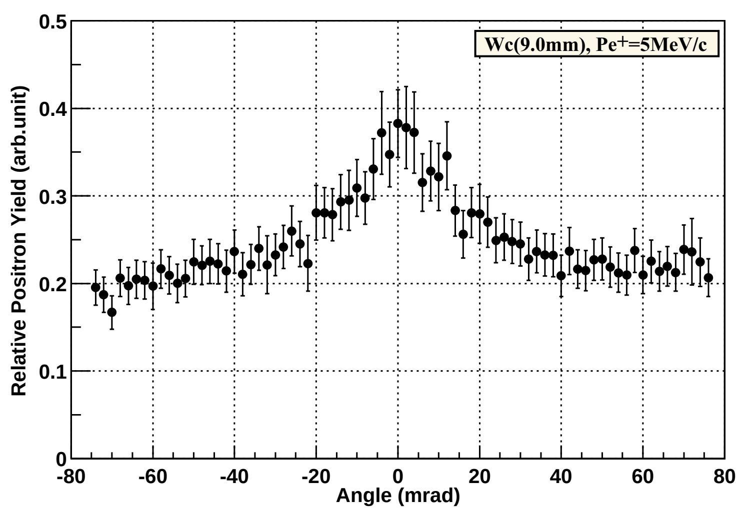


図 3.1: ロッキングカーブ（陽電子の運動量は 5MeV/c で、単結晶標的の厚さは上から 2.2mm, 5.3mm, 9mm の順）

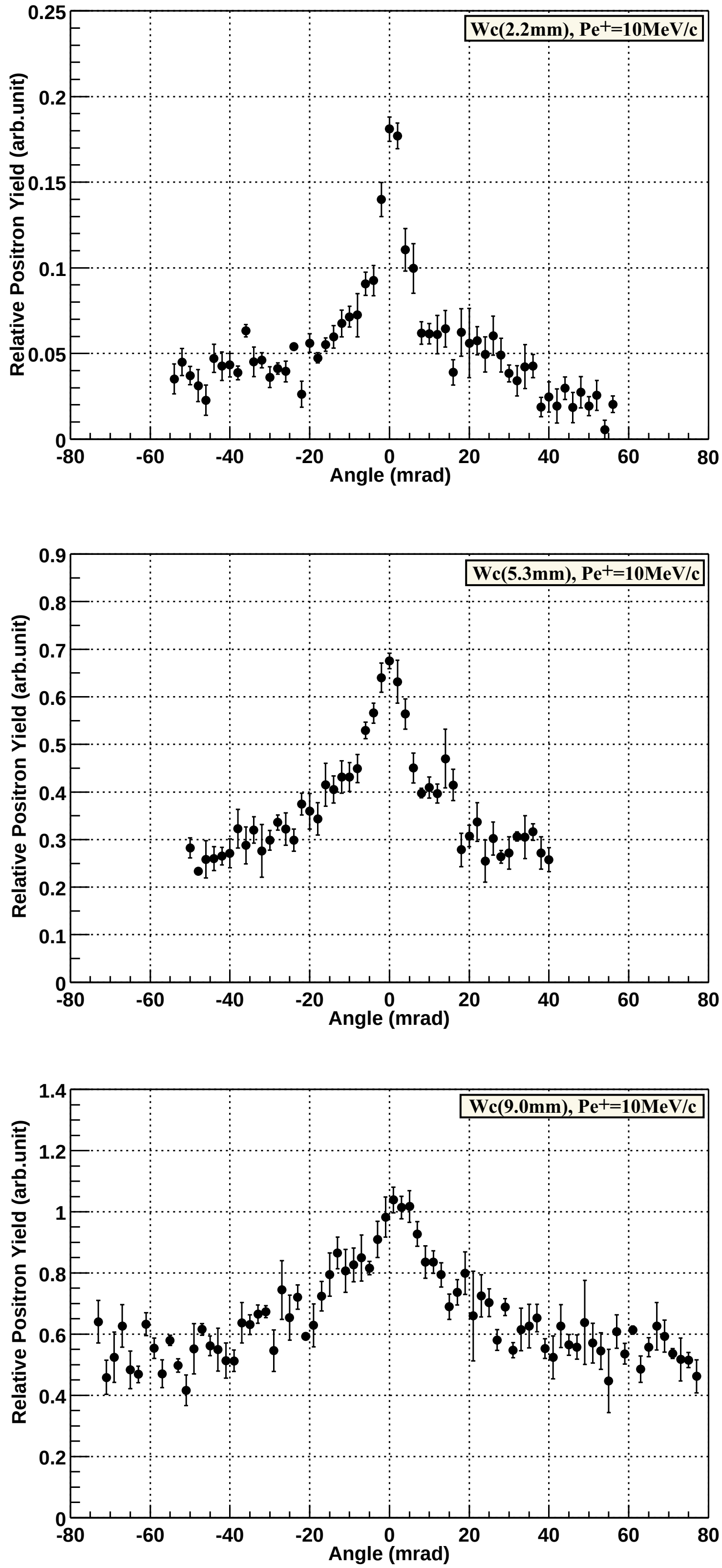


図 3.2: ロッキングカーブ（陽電子の運動量は 10MeV/c で、単結晶標的の厚さは上から 2.2mm, 5.3mm, 9mm の順）

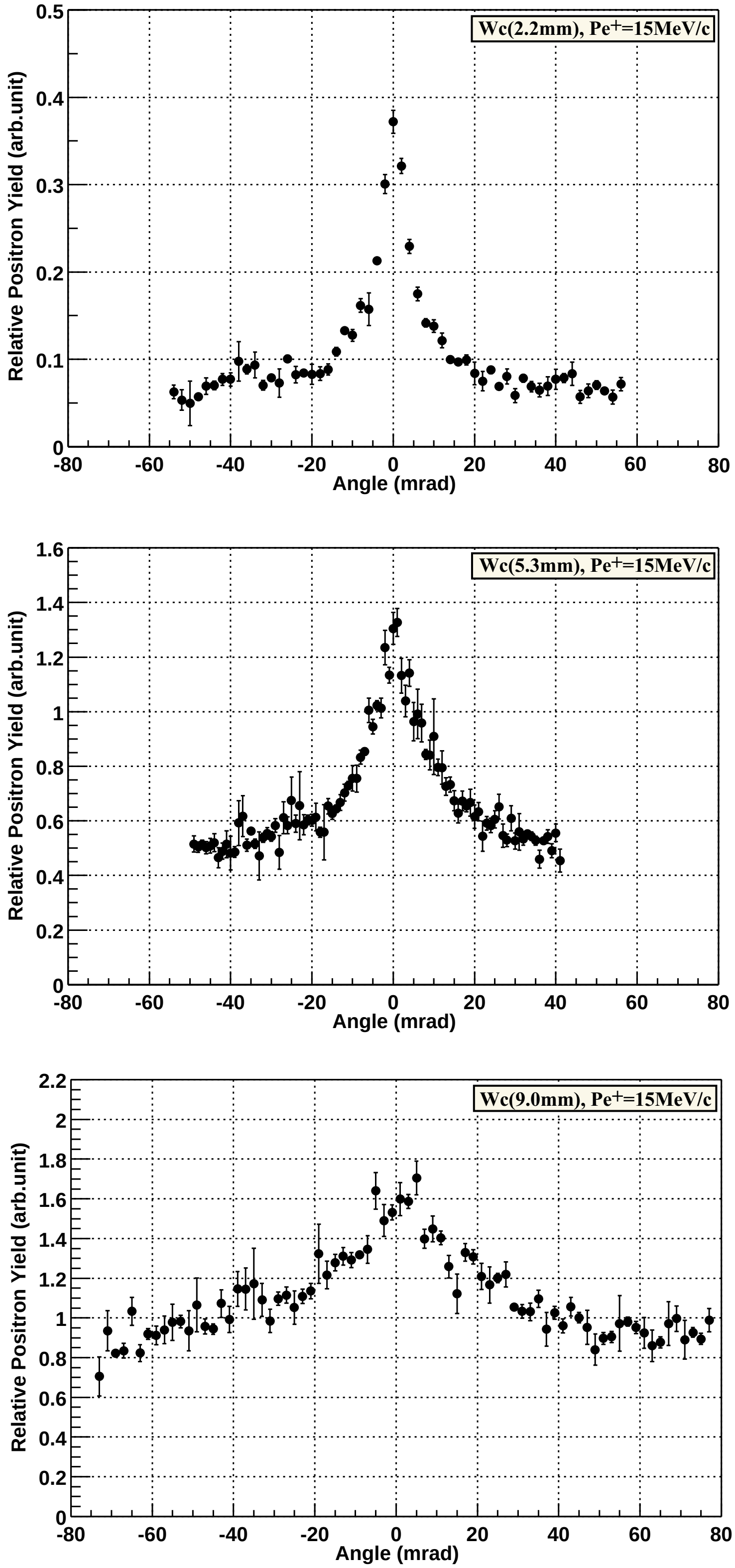


図 3.3: ロッキングカーブ（陽電子の運動量は 15MeV/c で、単結晶標的の厚さは上から 2.2mm, 5.3mm, 9mm の順）

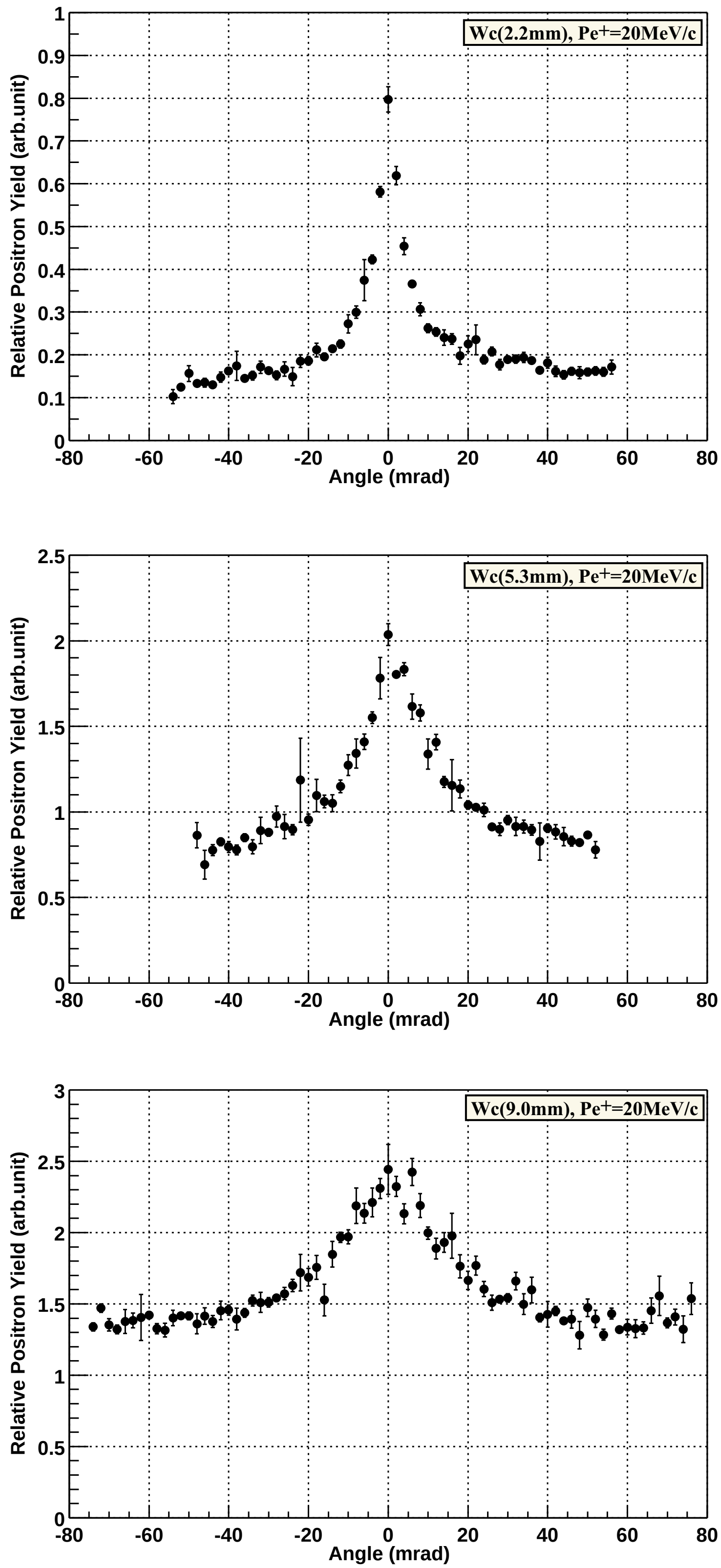


図 3.4: ロッキングカーブ（陽電子の運動量は 20MeV/c で、単結晶標的の厚さは上から 2.2mm, 5.3mm, 9mm の順）

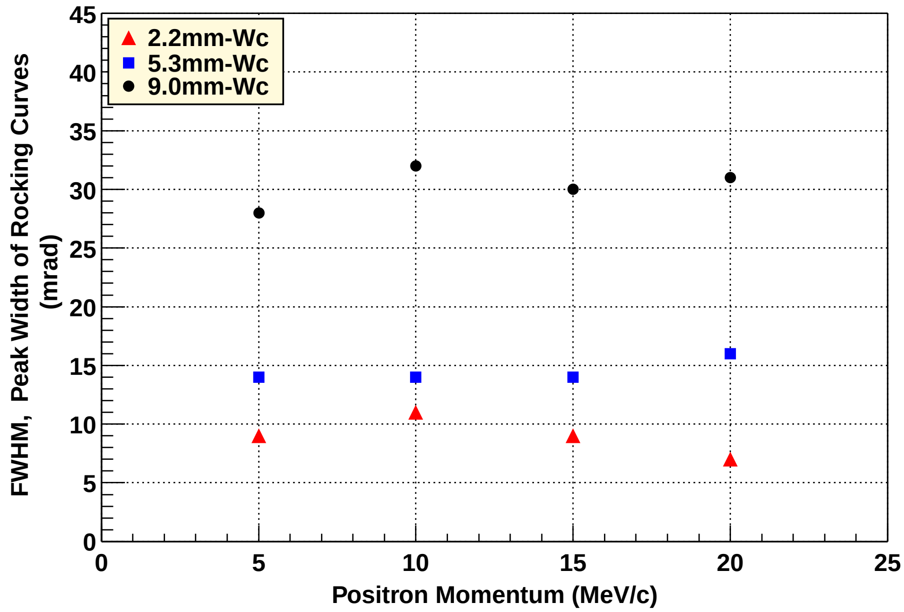


図 3.5: ロッキングカーブのピーク幅

上も広くなっている。単結晶の Mosaicity がリントハルト角よりも大きいことや、入射電子がビーム窓を通過するときに広がってしまうことを考慮すると、ピーク幅はチャネリング放射よりも、臨界角条件が緩やかなコヒーレント制動放射の角度幅に近いことが予想される。実際、単結晶が薄い場合は、ロッキングカーブのピーク幅とコヒーレント制動放射の角度幅がほぼ一致することが、過去に行なわれたコヒーレント制動放射のシミュレーションから知られている。[18] しかし、結晶が厚くなってくると、コヒーレント制動放射の角度幅だけでは説明がつかなくなってくる。これに対する 1 つの理解の仕方は、入射電子ビームが標的に入射する際に多重散乱で角度的に広がってしまい、見かけ上結晶の効果が大きくなって、それがピーク幅の広がりとして観測されるというものである。こう考えると、標的が厚くなるほど多重散乱の効果は大きくなるので、標的の厚さが増すにつれてピーク幅が大きくなることに説明がつく。しかし、今後さらに結晶の効果を正しく再現するシミュレーションを行なって、比較検討をする必要がある。チャネリング放射とコヒーレント制動放射の両者を取り入れた、荷電粒子と結晶の相互作用を再現するシミュレーションは、数値モデルの困難からまだ成功した例がなく、さらなるシミュレーションが待たれる。

3.2.3 エンハンスメント

単結晶標的を使用した場合、結晶軸と入射電子ビームの軸がほぼ一致したとき（≡On-Axis）に陽電子収量が最も大きくなり、結晶軸から完全に外れたところ（≡Off-Axis）では、電子と原子はランダムに相互作用するため、実質的には陽電

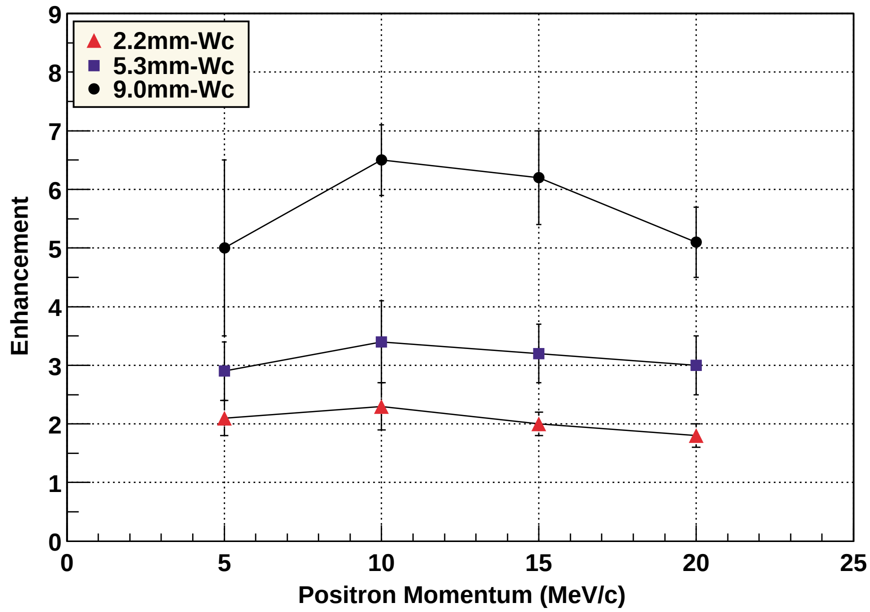


図 3.6: エンハンスメントの運動量依存性

陽電子の運動量 (MeV/c)	Enhancement		
	2.2mm-Wc	5.3mm-Wc	9mm-Wc
5	5.0 ± 1.5	2.9 ± 0.5	2.1 ± 0.3
10	6.5 ± 0.6	3.4 ± 0.7	2.3 ± 0.4
15	6.2 ± 0.8	3.2 ± 0.5	2.0 ± 0.2
20	5.1 ± 0.5	3.0 ± 0.5	1.8 ± 0.2

表 3.1: タングステン単結晶標的のエンハンスメント

子生成量は非晶質標的と同じになると考えられる。ここで、後の議論のために、On-Axis と Off-Axis における陽電子収量の比をエンハンスメントと定義する。エンハンスメントは、同じ厚さの単結晶と非晶質の与える陽電子生成量の比であると考えることができ、陽電子数増大に寄与する結晶の効果の指標となる。図 3.1〜図 3.4 のロッキングカーブについてエンハンスメントを求め、表 3.1 にまとめた。また、表 3.1 を運動量依存としてグラフにしたのが図 3.6 である。

図 3.6 のエンハンスメントの運動量依存性を見ると、S/N が悪いために過小評価している可能性がある 5MeV/c を除くと、低運動量領域になるにしたがってエンハンスメントはやや増加傾向にある。しかしながら、全体的にはあまり明確な運動量依存性は認められなかった。

ところで、単結晶の Off-Axis と非晶質が本当に同じ陽電子収量を与えるかどうかは疑問の余地がある。そこで、確認のために、2.2mm 厚のタングステン非晶質と同じ厚さのタングステン単結晶の Off-Axis を同じ条件で測定し、陽電子収量を

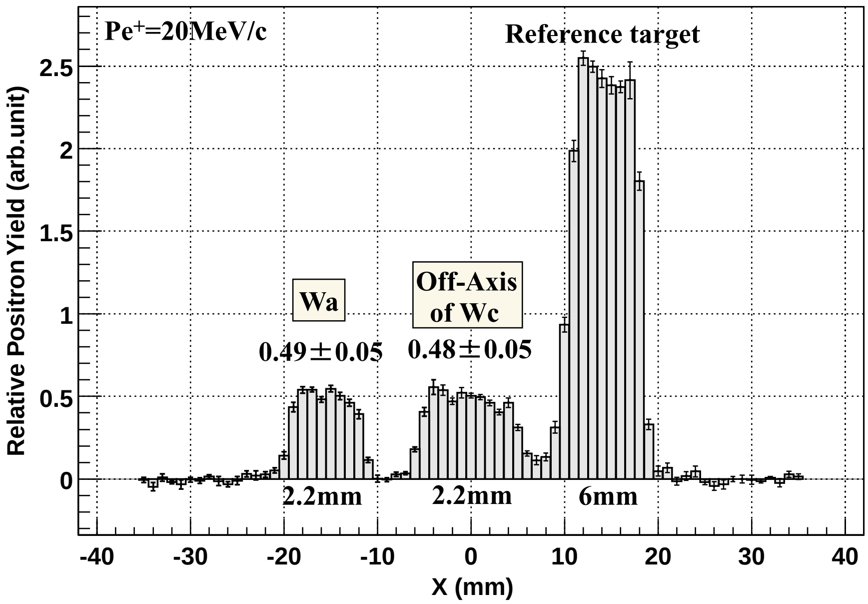


図 3.7: タングステン単結晶の Off-Axis とタングステン非晶質の陽電子収量の比較。 左が 2.2mm のタングステン非晶質、真ん中が 2.2mm のタングステン単結晶の Off-Axis。右はリファレンスの 6mm のタングステン非晶質標的。

陽電子の運動量（MeV/c）	W 非晶質の陽電子収量（arb.unit）	W 単結晶 (Off-Axis) の陽電子収量（arb.unit）
10	0.04 ± 0.01	0.03 ± 0.01
15	0.08 ± 0.01	0.07 ± 0.01
20	0.49 ± 0.05	0.48 ± 0.05

表 3.2: W 単結晶の Off-Axis と W 非晶質の陽電子収量の比較

求めた。その結果が図 3.7 で、横軸は標的セットの X 方向の位置で、縦軸が運動量 20MeV/c の陽電子収量である。図 3.7 を見ると、非晶質と単結晶の Off-Axis の陽電子収量は、それぞれ、0.49 ± 0.05 と 0.48 ± 0.05（arb.unit）であり、1% 程度の違いが認められたが、誤差の範囲内では一致した。他の運動量に関しても測定を行ない、同様の結果が得られた。（表 3.2）

3.2.4　陽電子生成量の運動量および標的厚さ依存性

2.6 節において、われわれのスペクトロメーターが陽電子の運動量に依存してどのようなアクセプタンスをもつのかを、シミュレーションを行なって見積もったことを述べた。その結果、陽電子の運動量が大きくなるにつれて、アクセプタンスは大きくなることがわかった。（表 2.4 を参照）われわれが検出器から得るデータは、このアクセプタンスの違いを含んだデータになっているので、陽電子生成

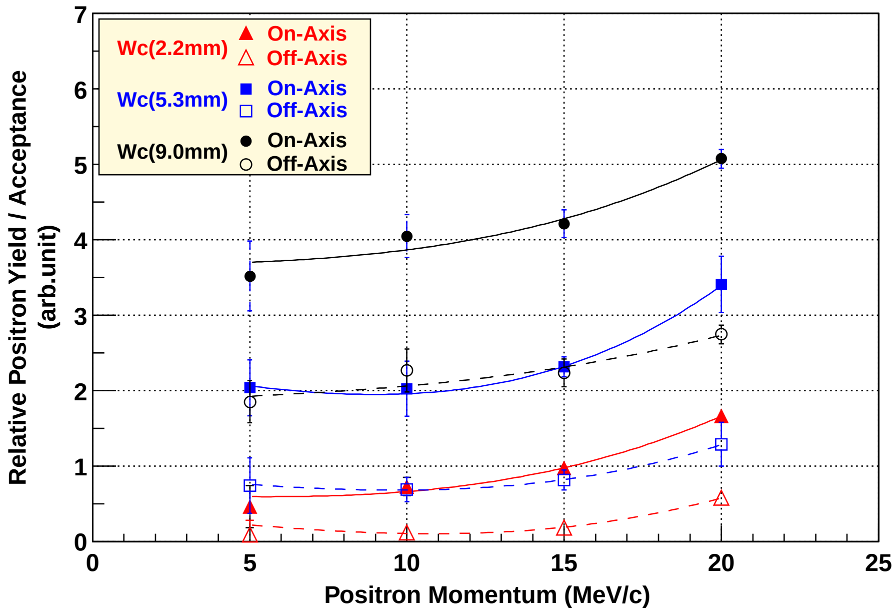


図 3.8: 陽電子収量の運動量および標的厚さ依存性

量の比較を行なうに当たり、スペクトロメーターのもつ特性を補正するためにアクセプタンスで規格化した。こうして、図3.1〜図3.4をもとに得られたのが図3.8で、単結晶標的の厚さごとに、運動量を横軸としてOn-AxisとOff-Axisにおける陽電子生成量を示している。

運動量依存に関しては、運動量が大きくなるにつれて陽電子生成量は大きくなることがわかる。標的の厚さ依存に関しては、厚さが増すにつれて陽電子生成量は大きくなり、9mmの単結晶標的のときが最も大くなった。注目すべきは、5.3mmの単結晶が9mmのOff-Axisの単結晶と同程度の陽電子生成量を、また、2.2mmの単結晶が5.3mmの非晶質と同程度の陽電子生成量を与えることである。これは、非晶質標的と同程度の陽電子生成量を得るためには、単結晶標的を用いた場合、その半分程度の厚さですむことを意味している。標的の厚さを薄くできるということは、熱負荷を軽減できる可能性を示唆する。次世代のリニアコライダーでは標的の熱負荷は深刻な問題であり、単結晶標的にとってこれは明るい材料である。

3.3 組み合わせ型標的の測定結果

2000年9月と2001年4月の実験において、単結晶と非晶質のタングステンの組み合わせ型標的についても、単結晶標的と同様にロッキングカーブを測定した。2.2mmの単結晶と5, 10mmの非晶質の組み合わせ型標的のロッキングカーブを図3.8に、9mmの単結晶と2, 4mmの非晶質の組み合わせ型標的のものを図3.9に示した。 グラフの各点は、前者は入射電子ビーム20バンチ、後者は10バンチの測定の平均値を示しており、いずれも陽電子の運動量は20MeV/cである。測定時期、

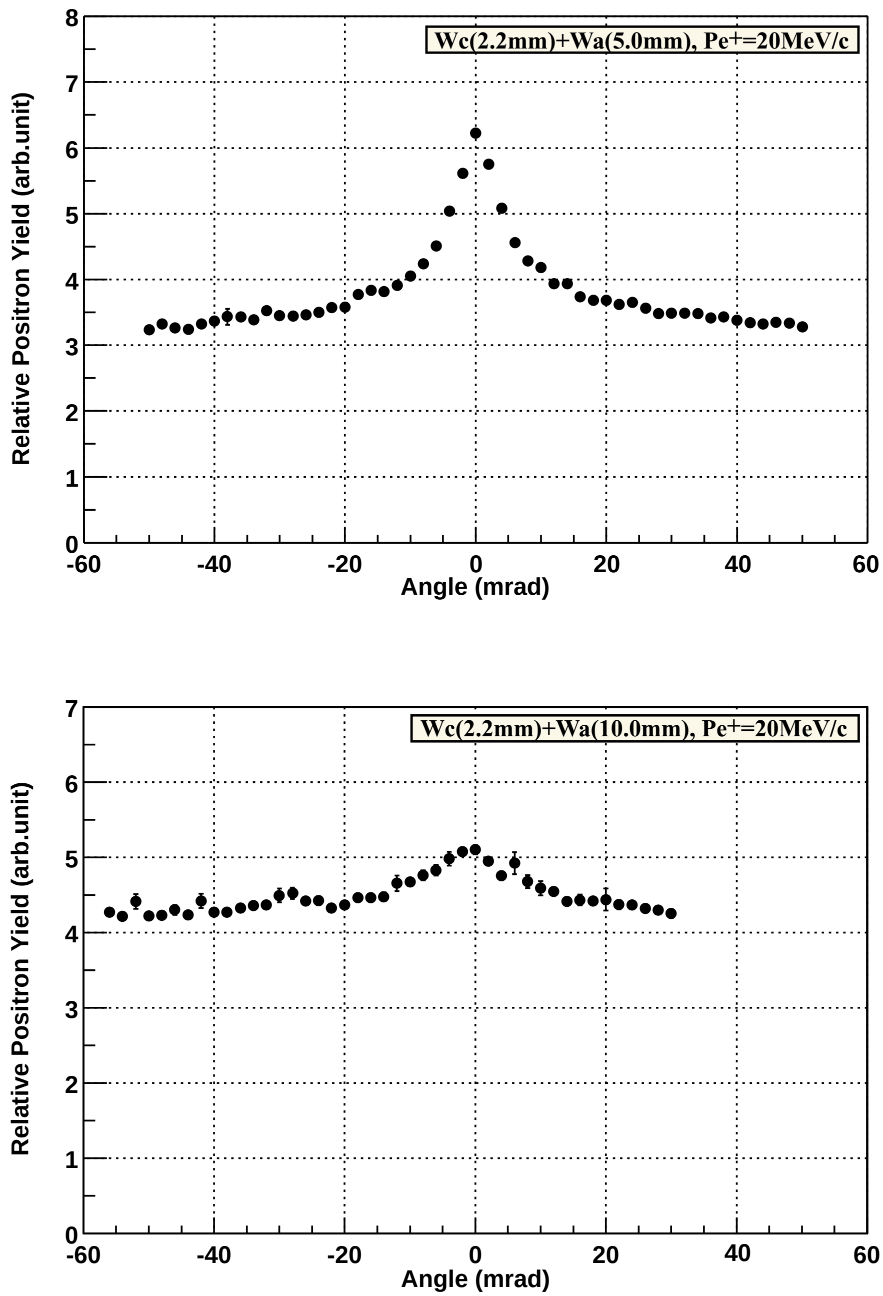


図 3.9: ロッキングカーブ（W 単結晶 (2.2mm）と W 非晶質（5, 10mm）の組み合わせ型標的)。測定条件が違うため上下 2 つのグラフは縦軸の比較はできない。

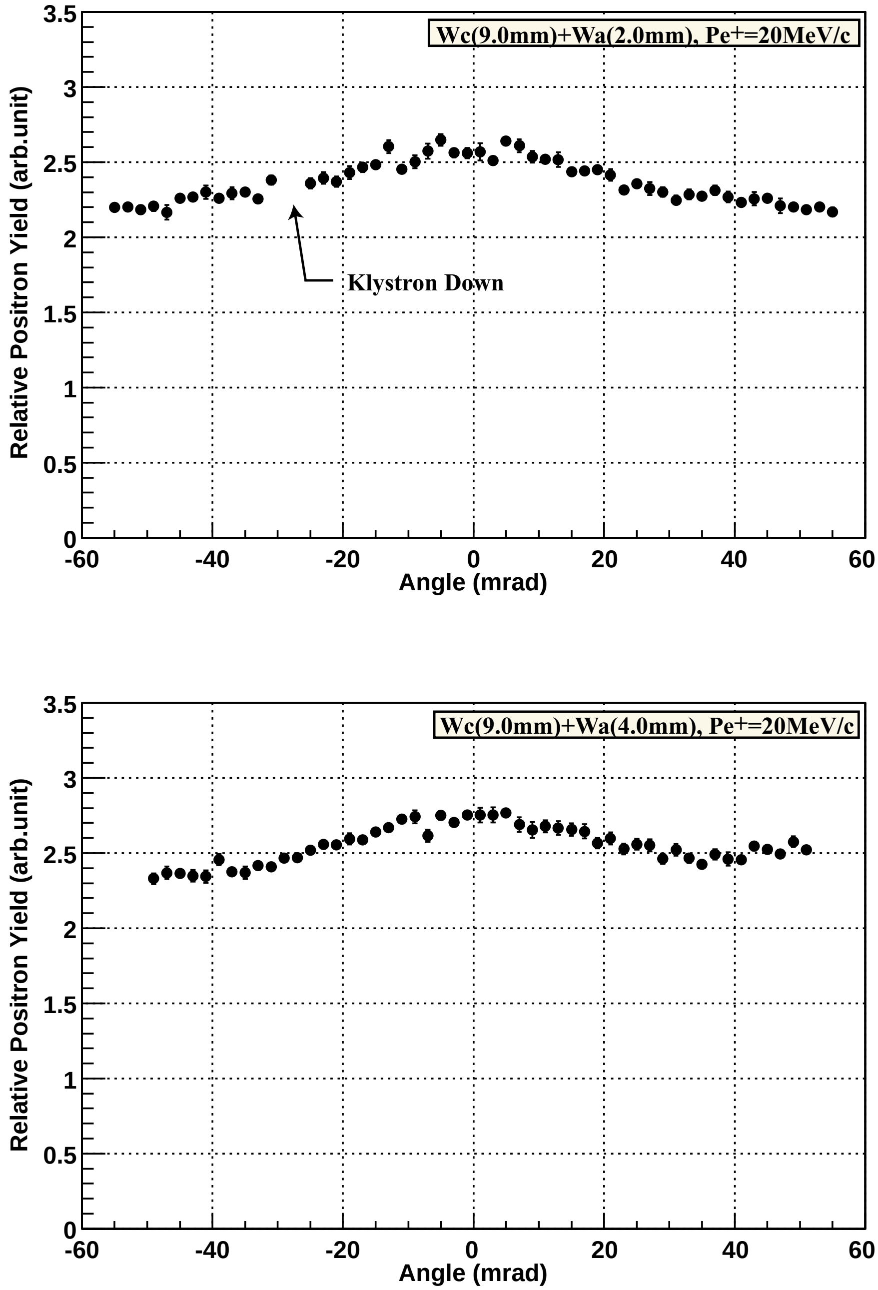


図 3.10: ロッキングカーブ（W 単結晶（9mm）と W 非晶質（2, 4mm）の組み合わせ型標的）。測定条件が同じなので上下 2 つのグラフは縦軸の比較が可能である。上の図において-24mrad. の測定点がないのは、測定中に Linac のクライストロンが落ちたため。

測定条件が違うため、前者と後者のグラフの縦軸を比較することはできない。（ただし、図 3.10 内での 2 つのロッキングカーブ間の縦軸の比較は可能である。）

これらの図を見ると、標的の厚さが増すにつれてロッキングカーブの角度幅が広くなるのは単結晶標的と同様であるが、前方の単結晶標的が薄い 2.2mm の場合は、トータルの厚さが増してもロッキングカーブのピークが見られるのに対して、前方が厚い 9mm の単結晶のときは、はっきりとしたピークがないまま、測定点が角度的に幅広く分布しているのが特徴的である。これは、薄い単結晶と厚い非晶質という組み合わせと、厚い単結晶と薄い非晶質という組み合わせ型の標的における、陽電子の多重散乱の違いを反映しているものと考えられる。これらのロッキングカーブについてもエンハンスメントを求め、表 3.3 に整理した。今回のタイプの組み合わせ型標的では、いずれもエンハンスメントは約 1.2〜1.9 倍であった。ここで興味深いのは、トータルでの標的厚さが同程度である、単結晶 2.2mm と非晶質 10mm の組み合わせ型と、単結晶 9mm と非晶質 2mm の組み合わせ型標的のエンハンスメントが同じになっていることである。後者は 9mm も単結晶の部分があるにもかかわらず、結晶の効果の指標であるエンハンスメントは、2.2mm しか単結晶がない前者と同じなのである。このことから、結晶の効果が陽に発揮されるのは単結晶表面のごく薄い部分であり、残りの部分は非晶質と変わらないと考えることができる。

組み合わせ型標的（mm）				Enhancement
W 単結晶	+	W 非晶質	Total	
2.2	+	5.0	7.2	1.9±0.1
2.2	+	10.0	12.2	1.2±0.1
9	+	2.0	11.0	1.3±0.1
9	+	4.0	13.0	1.2±0.1

表 3.3: 組み合わせ型標的のエンハンスメント（測定した陽電子の運動量は 20MeV/c）

現在のところ、組み合わせ型標的の測定においては、異なる厚さ、異なる運動量どうしを相対的に比べることができるデータはまだ取得できておらず、単結晶標的ほど定量的な測定がなされていない。それを実験的に押さえるのはこれからの課題の１つである。

3.4　エンハンスメントの標的厚さ依存性

これまでに、単結晶標的および組み合わせ型標的のエンハンスメントについて述べた。いずれの場合も、標的の厚さが増すとエンハンスメントが小さくなり、結晶の効果が減少することが実験的に確かめられた。さらに、単結晶でも結晶の効果があるのは表面の極薄い部分のみで、残りの部分は非晶質と変わらないと考え

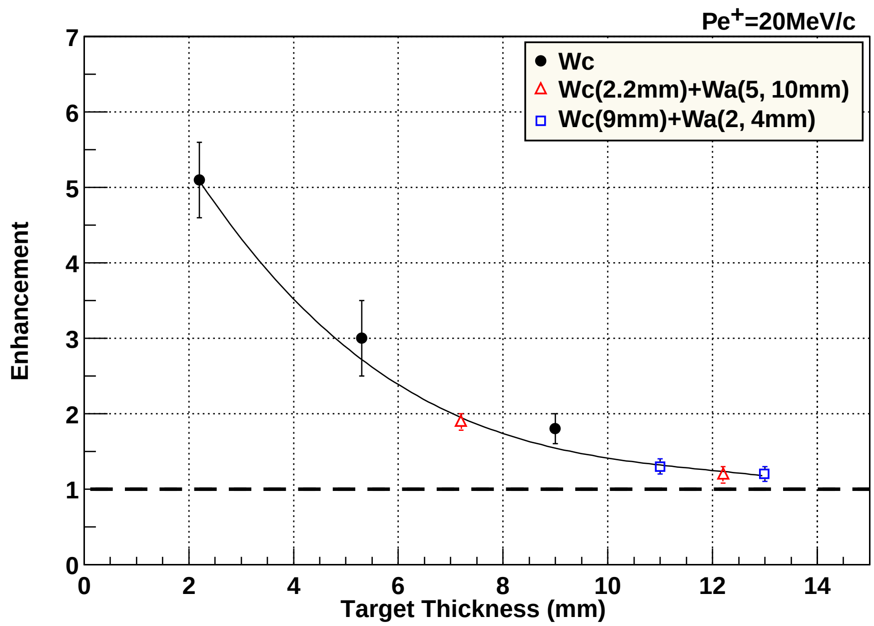


図 3.11: エンハンスメントの標的厚さ依存性

ることができることを前節で述べた。そうすると、例えば 9mm のタングステン単結晶と 4mm のタングステン非結晶の組み合わせ型標的は、実質的には 13mm の単結晶標的とみなせる。この考えのもとに、運動量が 20MeV/c の陽電子について、標的のトータルの厚さを横軸として、単結晶標的と組み合わせ型標的のエンハンスメントを図 3.11 に示した。曲線は多項式によるフィットであるが、全ての測定点が 1 つの曲線で表せ、標的のトータルの厚さが増すにつれてエンハンスメントが 1 に近づくことがわかる。この事実は先の考え方を指示するものである。エンハンスメントが 1 というのは、単結晶標的と非晶質標的の陽電子収量が等しいというのとほぼ同意である。したがって、図 3.11 は単結晶が厚くなるにつれて次第に非晶質と同等になることを示している。

3.5　陽電子生成率

この節では、本研究の最も重要な結果である陽電子生成率について述べる。陽電子生成率を見積もるに当たり、まず、タングステン非晶質標的における陽電子生成量を測定した。この測定には、X ステージに搭載された階段状標的を使用した。階段状標的は 3mm〜18mm まで 3mm 毎に厚さが違う構造をしていて、X ステージを X 軸方向にスライドさせることで、標的の厚さを変えることができる。(図 2.6 参照) この方法によって、タングステン非晶質の陽電子収量の標的厚さ依存のデータを、バックグラウンドの時間的変動が少ない状態で測定することができた。測定した陽電子の運動量は、5, 10, 15, 20 MeV/c である。

次に、階段型標的を用いた実験を再現するシミュレーションをGEANT3を用いて行なった。[2]シミュレーションでは、階段状標的を含め、われわれの実験のセットアップや磁場の強さなどの実験条件をGEANT3に取り込み、8GeVの電子ビームを照射して生成された陽電子のうち、スペクトロメーターを通って検出器に到達した陽電子数を記録した。シミュレーションにおいて、入射電子数に対して検出器に到達した陽電子の数の割合を陽電子生成率としている。入射電子数は計算機の性能を考慮して100万個とし、実験と同様、運動量が5, 10, 15, 20 MeV/cの陽電子についてシミュレーションをおこなった。1回のシミュレーションには、CPUが450MHzの計算機でおよそ4日の計算時間を要した。

これらのシミュレーションから見積もった陽電子生成率と実際の測定結果を比較して、非晶質標的の陽電子収量のデータを陽電子生成効率に焼き直した。さらに、エンハンスメントは単結晶と非晶質の陽電子収量の比とみなせるので、非晶質標的のデータをエンハンスメント倍すれば標的のデータに換算することができる。

以上のような過程を経て得られた陽電子生成効率のグラフを図3.12に示す。横軸は標的の厚さで、縦軸は陽電子生成率である。丸印はタングステン単結晶標的のデータを、三角印はタングステン非晶質標的のデータを示している。そして、白抜きの四角はシミュレーションのデータを示しており、それぞれ多項式でフィットした。非晶質のデータとシミュレーションのデータを見ると比較的良く一致していることがわかり、これは、われわれの測定が正しく行なわれたことを裏付ける1つの証拠である。

単結晶と非晶質の陽電子生成率のカーブの違いは、両者の電磁カスケードシャワー過程の違いを反映したものであり、単結晶は非晶質よりも半分程度厚さが薄いところで陽電子生成率のピークをもつようなカーブを描くことがわかる。代表的には、運動量20MeV/cにおいて、18mmのタングステン非晶質（8GeVの入射電子に対して最適なの厚さと予想される）が与える陽電子生成率を、タングステン単結晶の場合は半分の厚さ7mmで上回ることがわかる。3.2.4節で述べたように、標的の厚さを薄くできるとことは標的の熱負荷の軽減につながり、陽電子の多重散乱も少なくなると期待される。9mmのタングステン単結晶における陽電子生成率は約0.01〜0.05%で、18mmの非晶質と比較すると、5MeV/cにおいては同程度、10〜20MeV/cの運動量においては約20%〜30%増大することが実験的に確認できた。入射電子ビームのエネルギーが8GeV領域では、期待されたほどの増大ではなかったが、エンハンスメントは入射エネルギーに依存して大きくなることから、さらに高エネルギーの領域になれば結晶の効果が顕著になり、陽電子生成率がさらに上がると期待される。

[2]2.6節で述べたように、GEANT3は非晶質の物質と荷電粒子およびγ線との電磁相互作用を計算することができる。結晶の効果は計算できない。

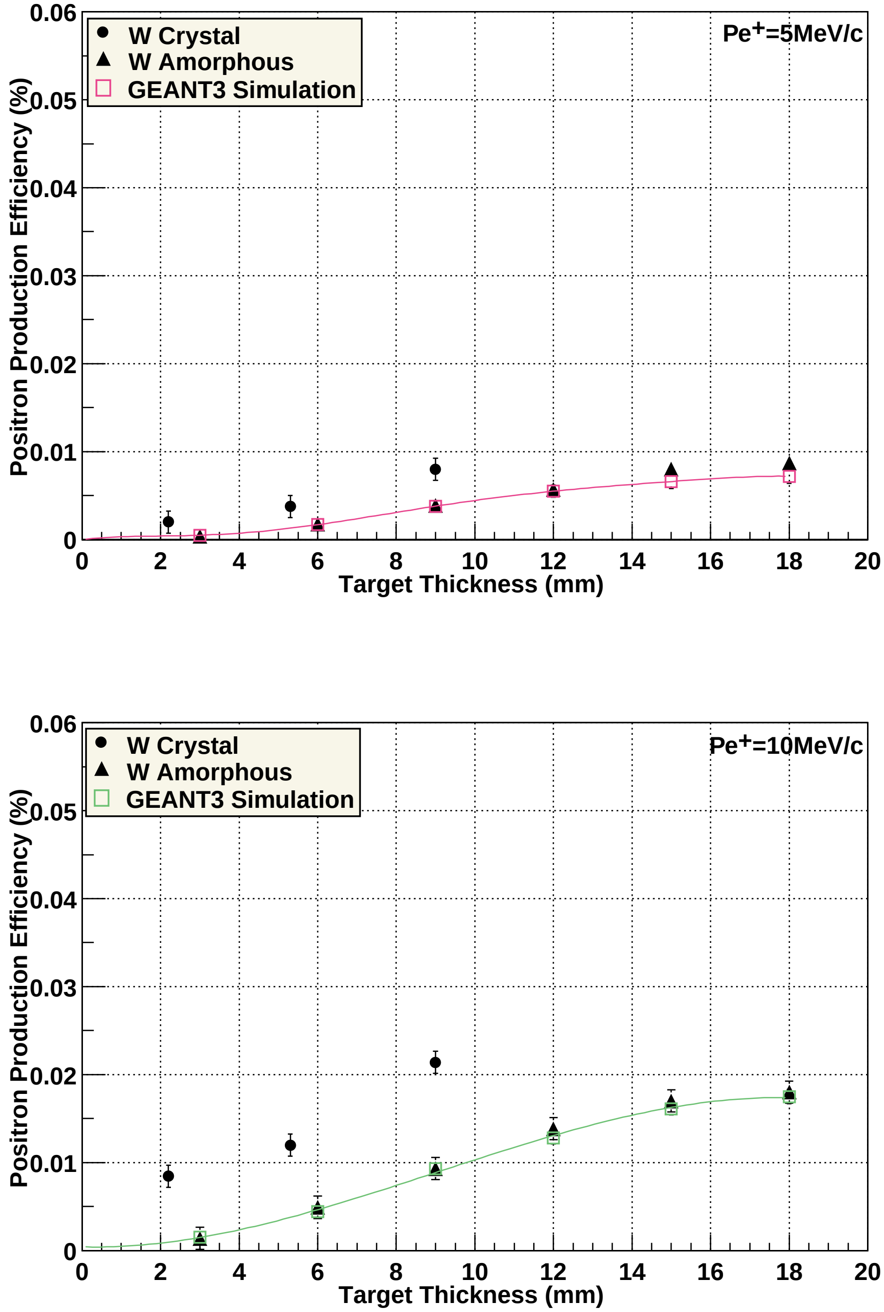
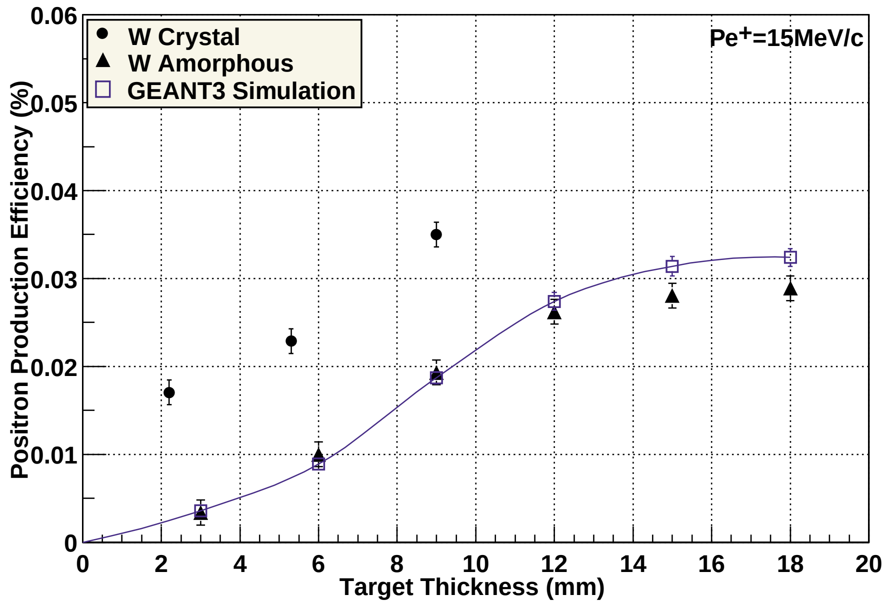
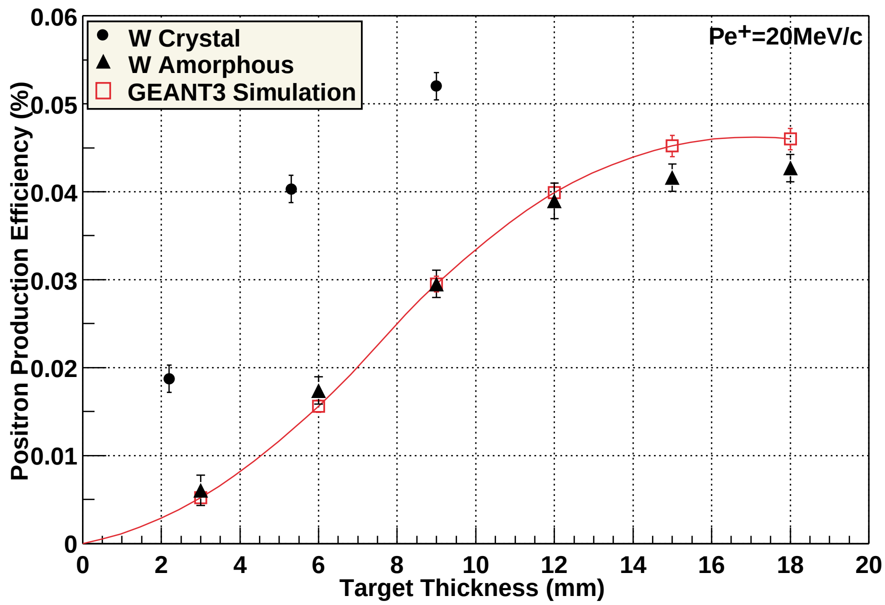

W Crystal
W Amorphous
GEANT3 Simulation
Pe+=5MeV/c
Positron Production Efficiency (%)
Target Thickness (mm)
W Crystal
W Amorphous
GEANT3 Simulation
Pe+=10MeV/c
Positron Production Efficiency (%)
Target Thickness (mm)

図 3.12: 陽電子生成率


W Crystal
W Amorphous
GEANT3 Simulation
Pe+=15MeV/c
Positron Production Efficiency (%)
Target Thickness (mm)
0
0.01
0.02
0.03
0.04
0.05
0.06
0
2
4
6
8
10
12
14
16
18
20


W Crystal
W Amorphous
GEANT3 Simulation
Pe+=20MeV/c
Positron Production Efficiency (%)
Target Thickness (mm)
0
0.01
0.02
0.03
0.04
0.05
0.06
0
2
4
6
8
10
12
14
16
18
20

第4章　まとめと考察

本研究では、KEK Linac の 8GeV の電子ビームを用いてタングステン単結晶標的からの陽電子生成実験を行ない、陽電子生成量および陽電子生成量の様々な依存性を測定した。

2.2mm, 5.3mm, 9mm の 3 種類のタングステン単結晶を用いて、運動量が 5, 10, 15, 20 MeV のロッキングカーブを測定し、解析を行なった結果、陽電子生成量は単結晶標的が厚くなるにしたがって増大し、9mm 厚のときが最大であった。一方、エンハンスメントは 2.2mm の薄い単結晶標的の場合に最大となった。過去の実験と今回の実験におけるエンハンスメントを比較すると、薄いタングステン単結晶標的を用いた場合、20MeV/c の陽電子において、入射電子ビームのエネルギーが 0.6GeV〜1.2GeV のときは約 1.4〜3 倍であったのに対して、8GeV の場合は約 5 倍ものエンハンスメントが得られた。したがって、結晶の効果は入射電子ビームのエネルギーに依存して大きくなることがわかった。単結晶標的の場合、陽電子の絶対数を増やすには、電磁カスケードシャワーを発達させるためにある程度の標的の厚さが必要になるが、一方、厚くするとチャネリング放射やコヒーレント制動放射などから生成された陽電子が多重散乱されてしまったり、加速器では利用できないくらいにまでエネルギーを落としてしまうというジレンマがある。したがって、単結晶標的を設計する際には、標的の最適厚さを見積もることが重要になる。

ロッキングカーブのピーク幅は、チャネリング放射やコヒーレント制動放射の臨界角より 20 倍以上大きく、これは標的の厚さが増すにつれて大きくなることから、入射電子ビームの多重散乱によるビームの広がりによるものと解釈した。しかし、この解釈の良し悪しは、結晶の効果を取り入れたシミュレーションと比較してさらに検討する必要がある。他方、ロッキングカーブのピーク幅は、低運動領域においては運動量依存性をもたないことを確認した。

組み合わせ型標的については、2.2mm の単結晶と 5, 10mm の非晶質、9mm の単結晶と 2, 4mm の非晶質の組み合わせについてロッキングカーブの測定を行ない、それぞれのエンハンスメントを求めた。前方にタングステン単結晶を置く今回のタイプの場合、エンハンスメントは約 1.2〜1.9 倍であった。また、この結果およびエンハンスメントの標的厚さ依存性の結果から、単結晶標的の結晶としての効果は表面付近に限られることがわかった。したがって、原理的には 9mm の単結晶を、2.2mm の単結晶と 6.8mm の非晶質の組み合わせ型標的によって再現できることになる。組み合わせ標的の場合、単結晶標的の測定に力点を置いたことや実験

時間の都合から、単結晶標的ほど系統的な測定ができておらず、前方に設置する単結晶の物質選択を含め、標的のトータルでの最適厚さや単結晶と非晶質の配分比を求めるために、さらなる測定が必要である。前方に置く単結晶の候補としては、結晶としての性質に優れるダイヤモンドやシリコン単結晶などが考えられる。

シミュレーションの結果と実験データの比較から陽電子生成率を見積もったところ、われわれの検出系で測定した場合、8GeV の入射電子ビームに対して 9mm の単結晶標的を使用すると、陽電子生成率は約 0.01〜0.05% であった。そして、9mm 厚のタングステン単結晶を用いた場合、10〜20MeV/c の運動量において、18mm 厚のタングステン非晶質標的と比較すると、陽電子生成率は約 20%〜30% 増大することがわかった。エンハンスメントは入射電子ビームに依存することから、さらに高いエネルギー領域においては陽電子生成率は増大することが期待される。また、タングステン単結晶標的を用いた場合、非晶質標的と同じ陽電子生成率を得るためには、単結晶標的の厚さを薄くできることがわかった。このことによって、標的の熱負荷の問題は軽減されることが期待できる。さらに、標的を薄くできることで陽電子の多重散乱が減少し、後段の収束系のアクセプタンスを満たす陽電子が増えることが予想される。

以上の考察から、数 GeV の入射電子エネルギー領域において、陽電子生成用標的にタングステン単結晶を使用するメリットは、”低運動量の陽電子生成率の増大 ” と ”熱負荷を軽減する可能性 ”という 2 点に集約される。今回の測定から得られた結果は、高エネルギー加速器の陽電子源としてのタングステン単結晶の可能性を支持するものである。

第5章　今後の課題

本研究において、電子・陽電子衝突型加速器のための陽電子源へ向けて明るい材料を得た。一方で、これから実験的に取り組まねばならない課題も明らかになった。

過去の結果と今回の結果から、エンハンスメントは入射電子ビームのエネルギーに依存して大きくなることが確かめられたので、入射電子ビームのエネルギーを変えて実験することが必要である。現在の KEK Linac では、B ファクトリーに供給する陽電子は、4GeV, 8nC（最大で 10nC）の入射電子ビームで生成させている。したがって今後、タングステン単結晶が、現在の B ファクトリーの陽電子源となりうるかどうかを見極めるために、4GeV の入射電子ビームを用いて実験を行ない、同様にして陽電子生成率を見積もることが必要である。[1]また、本研究の結果は、さらに高エネルギー領域での単結晶標的の陽電子生成率の増大を示唆するものであり、次世代リニアコライダーでの使用を念頭において、8GeV 以上の高エネルギービームでの実験が望まれる。

標的設計の観点からは、陽電子を高効率で生成させるための標的の最適厚さを、どのようにして見積もるのかという問題がある。組み合わせ型標的を含め、それを全て実験的に確かめるのは実質的には不可能なので、シミュレーションによって見積もることになる。そのためには、チャネリング放射やコヒーレント制動放射、結晶原子の熱振動、多重散乱などの効果を取り入れ、結晶の効果を正しく再現するシミュレーションコードを開発する必要があり、本研究の結果はそのための重要な基礎となる。もう 1 つは、標的の熱負荷に関する問題である。単結晶標的を用いて大強度の陽電子が得られるとしても、安定して陽電子を供給できなければ標的としての役割を果たせない。高エネルギー、高強度の電子ビームを照射することによって標的に生じるパルス的な熱負荷、それを照射しつづけることによって生じる放射線損傷を定量的に押さえることはとても重要である。8GeV, 0.2nC/bunch の電子ビームを用いた今回の実験において、標的の劣化は認められなかったが、さらに高エネルギー、高強度のビームを連続して当て続けて、熱負荷の問題を定量的に測定しなければならない。現在、実験場所の問題も含めて、その方法について模索中である。

今後も、単結晶標的を用いた高強度陽電子源の実現へ向けて、”高効率 ”、”熱負荷 ”の 2 つのキーワードをもとに、正確な実験を続けることが求められる。

[1] この実験は、2002 年度のビームタイムにおいて行なわれる予定である。

参考文献

[1] 長島順清, 素粒子物理学の基礎 I　朝倉書店

[2] Final Report of the Snowmass 2001 T4 Working Group

[3] 戸塚洋二, 素粒子物理　岩波書店

[4] KEK-B Homepage, http://www-acc.kek.jp/WWW-ACC-exp/KEKB

[5] Review of Particle Physics, The European Physical Journal C, (2000) 80

[6] Snowmass2001 Homepage, http://www.snowmass2001.org

[7] M.L.Ter-Mikhaelyan, Physics-Uspekhi **44** (6) (2000) 571-596

[8] Allan H.Sørensen and E.Uggerhøj, Nature **325** (1987) 311

[9] Allan H.Sørensen, Nucl.Instr.and Meth.in Phys.Res.B **119** (1996) 1-29

[10] M.A.Kumakohov,　F.F.Komarov,　*Radiation From Charged Particles in Solids*, American Institute of Physics (1989)

[11] A.W.Sáenz, H.Überall et al., *Coherent Radiation Sources*, Springer-Verlag (1985)

[12] J.C.Kimball et al, Phys.Rev.Lett. **50** (1983) 950

[13] A.Belkacem et al., Phys.Rev.Lett. **58** (1987) 1196

[14] 山崎泰規, 粒子線物理学　丸善

[15] R.Chehab et al., Orsay Report LAL-RT, 89-01 (1989)

[16] J.Lindhart, Phys.Lett. **12**, (1964) 126

[17] K.Yoshida et al., Phys.Rev.Lett. **80**, (1998) 1437

[18] M.Inoue et al., Nucl.Instr.and Meth. **B173** (2000) 104

[19] S.Anami et al., Nucl.Instr.and.Meth. **B183** (2001) 459

[20] 小島秀基, 修士学位論文 (2000)　東京都立大学大学院 理学研究科

[21] 増山充彦, 修士学位論文 (2000)　東京都立大学大学院 理学研究科

[22] 中川洋, 修士学位論文（2000） 広島大学大学院 理学研究科

[23] T.Suwada et al., KEK Preprint 2001-6, May.2001 A

[24] K.Sasahara et al., KEK Preprint 2001-106, Sep.2001 A

[25] T.Suwada et al., KEK Preprint 2001-141, Oct.2001 A

[26] H.Okuno et al., Proceedings of RREPS, Lake Aya, Altai, Mountanis, Russia, Sep.2001

[27] 4 軸用パルスステージコントローラ取扱説明書, 神津精機株式会社

[28] 加藤貞幸, 放射線計測　培風館

[29] GEANT-Detector Descriptionand Simulation Tool, http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant

謝辞

本研究を行なうにあたり、東京都立大学、高エネルギー加速器研究機構、広島大学をはじめとする多くの方々から、御指導、ご協力をいただきました。

まず、指導教官の浜津良輔先生には、実験の基礎から論文作成にいたる全ての研究活動において、御指導をいただきました。そして、お忙しい中、議論のために時間を惜しまず付き合っていただきました。その議論からどれほど多くのことを学ぶことができたか計り知れません。心から感謝いたします。

高エネルギー加速器研究機構 素粒子・原子核研究所の奥野英城先生、広島大学放射光科学研究センターの吉田勝英先生、梅森健成博士、藤田貴弘氏には、実験を通じて様々な助言、ご指導をいただきました。深く感謝いたします。

諏訪田剛先生、古川和朗先生、紙谷琢哉先生をはじめとして、高エネルギー加速器研究機構 加速器施設の方々には実験の準備、加速器の運転など、実験の施行において多大なるご助力を賜りました。また、高エネルギー加速器研究機構 オンライングループの仲吉一男先生には、DAQ システムの構築においてアドバイスをいただきました。深く感謝いたします。

広瀬立成先生、五十子満大先生、汲田哲郎先生、千葉雅美先生をはじめとして、東京都立大学 高エネルギー実験研究室の皆様には、ミーティング、ゼミ、研究室の行事など、日頃の研究生活においてお世話になりました。同期の門屋謙太郎君、神谷好郎君、松本文平君には、研究仲間としてだけではなく、友人としても良くしていただきました。すばらしい研究仲間とすばらしい環境で過ごすことができたこの 2 年間は、とても貴重な経験になりました。心から感謝いたします。

最後に、郷里にあり、遠くから私を見守ってくれた家族に感謝いたします。